

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

le grade de DOCTEUR de 3^e CYCLE en PHYSIQUE NUCLÉAIRE

par

Robert ROUGNY

SUJET

MESURE DE VIES MOYENNES D'ETATS NUCLEAIRES EXCITES
DANS LE DOMAINE DE LA NANOSECONDE.

Soutenue le 10 Juillet 1964

devant la Commission d'Examen :

MM. A. SARAZIN

Président

J.J. SAMUELI

L. FEUVRAIS

}
Examineurs

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

pour obtenir

le grade de DOCTEUR de 3^e CYCLE en PHYSIQUE NUCLÉAIRE

par

Robert ROUGNY

SUJET

MESURE DE VIES MOYENNES D'ETATS NUCLEAIRES EXCITES
DANS LE DOMAINE DE LA NANOSECONDE.

Soutenue le **10 Juillet 1964**

devant la Commission d'Examen :

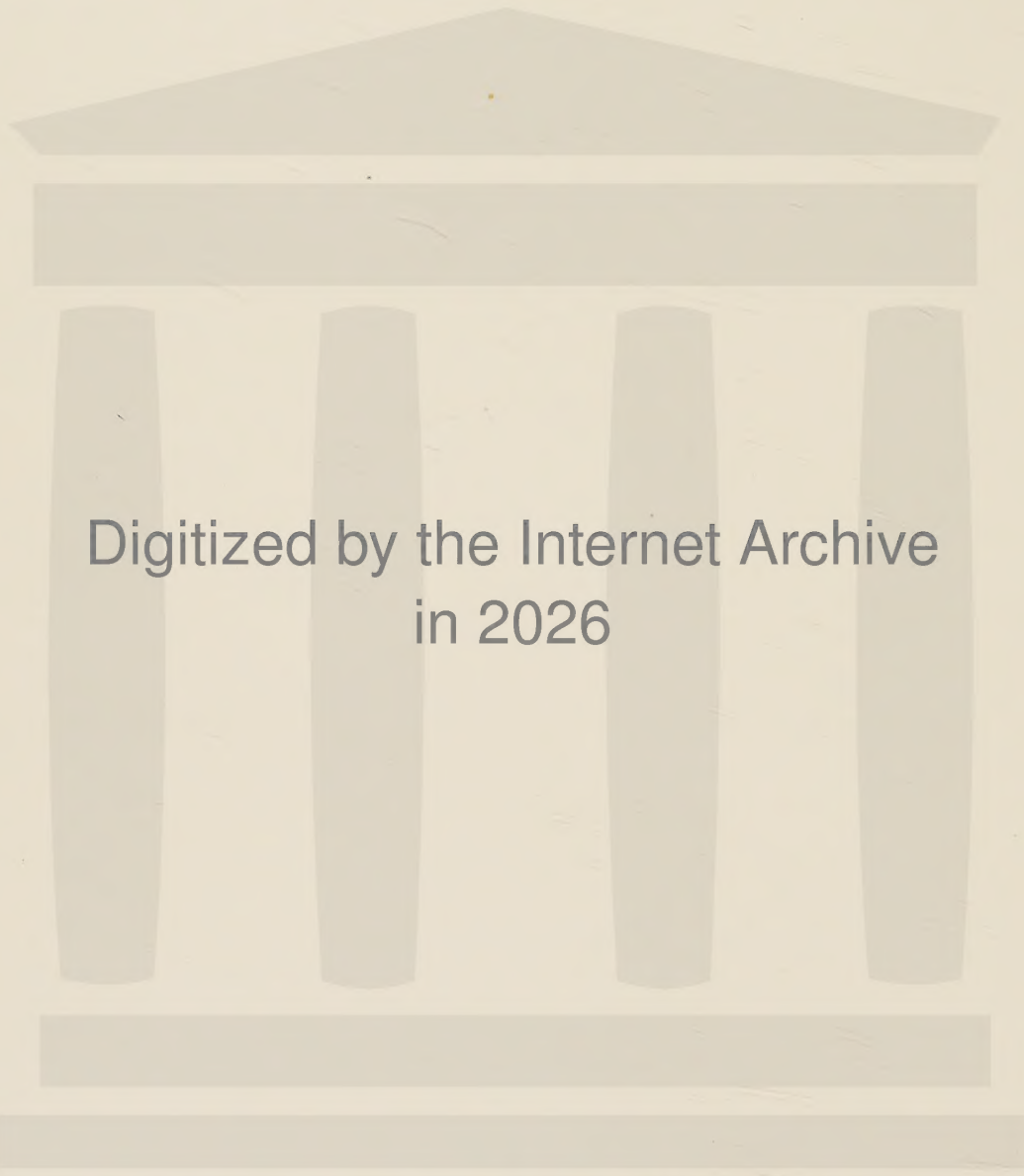
MM. A. SARAZIN

Président

J.J. SAMUELI

L. FEUVRAIS

}
Examineurs



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553420_0024

UNIVERSITE DE LYON

FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

MM. LONGCHAMBON, DOUIN, MOUSSA, GAUTHIER Henri,

Professeurs Honoraires

MM. LOCQUIN, de LARAMBERGUE, SOLLAUD, MENTZER
MOUSSA, JAFFARD, DOUIN, Henri EYRAUD, DE -
JARDIN, VIRET.

Doyen

M. BRACONNIER

Assesseurs

MM. MESNARD, BOLDIN

Professeurs

MM. LONGCHAMBON	Minéralogie
PRETTRE	Chimie industrielle
COURTY	Chimie-Physique
KUHNER	Botanique
MALECOT	Mécanique rationnelle et appliquée
PARIS	Chimie minérale
AUMERAS	Chimie
COLONGE	Chimie organique
JANIN	Physique générale
FLANDRIN	Géologie appliquée
BERNARD	Physique industrielle
DUFAY Jean	Astronomie
NIGON	Zoologie expérimentale
GAUTHIER Henri	Géologie générale
WAUTIER	Zoologie



MM. CHOPIN	Chimie biologique
CUEILLERON	Chimie
BRACONNIER	Calcul différentiel et intégral
EYRAUD Charles	Chimie-Physique appliquée
SARAZIN	Physique Nucléaire
BOIDIN	Microbiologie et Mycologie
PERES	Physiologie
MESNARD	Electronique
GRANDMONTAGNE	Physique
BOUTILLIER	Minéralogie
LAFOUCRIERE	Physique Nucléaire
DREUX	Chimie organique
TEICHNER	Chimie industrielle
PAVANS de CECCATTY	Zoologie
MERLIN	Chimie analytique
DUFAY Maurice	Physique de l'Atmosphère
FRAISSE	Mathématiques
LUBET	Physiologie
PHILBERT	Physique Nucléaire
COHEN-ADAD	Chimie
DAVID Louis	Géologie générale
CHANEL	Psychophysiologie
MAURY	Méthodes Mathématiques de la Physique
DEPRAZ	Physique Nucléaire
GAUTHIER Jean	Chimie

Professeurs sans Chaire

MM. GAUME	Physique
FERON	Mathématiques
LAFORGUE	Physique
LEGAY	Zoologie expérimentale S.P.C.N.
UZAN	Physique S.P.C.N.
CHENEVOY	Géologie appliquée
GINET	Zoologie
ASCH	Physique
MICHEL Pierre	Minéralogie
DUCET	Biologie végétale

Maîtres de Conférences

Mle	MAITROT	Physique
Mme	ERICSON	Physique générale
MM.	GEVIN	Géologie générale
	PONASSE	Mathématiques
	d'INCAN	Physique
	MARTEL	Mécanique
	LEFEBVRE	Mathématiques
	PERNET	Mathématiques
	CHERY	Physique
	BERGEON	Physique C.S.U.
Mle	GAUTHERON	Chimie biologique
MM.	MATHIEU	Mécanique des Fluides
	ERBEIA	Physique
	DESCOTES	Chimie organique
	PICARD Philippe	Mathématiques
	LEMOIGNE	Botanique
	DEMARCO	Géologie générale
	MICHEL Georges	Biochimie
	LEBRETON	Biologie végétale
	DAVID Jean	Biologie animale
	TOUSSET	Chimie propédeutique
	FEUVRAIS Louis	Physique Electricité
	PICARD Claude	Mathématiques
	SCHMITT Roger	Physique M.P.C.

Maitre de Conférences adjoint

M. PIERRON

Conseiller Administratif

M. BURNET

Secrétaire Principal Honoraire

M. ROUX

AVANT - PROPOS

Le travail qui fait l'objet du présent mémoire a été réalisé à l'Institut de Physique Nucléaire de l'Université de Lyon.

Je tiens à remercier vivement Monsieur le Professeur A. SARAZIN Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon de m'avoir accordé l'hospitalité dans son laboratoire. Je lui sais gré de l'intérêt qu'il a toujours porté à mes travaux et des nombreux conseils qu'il m'a prodigués tout au long de mon étude.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur J.J. SAMUEL Chef du Service Instrumentation Nucléaire, qui a dirigé ce travail, pour ses nombreux conseils et pour l'aide que j'ai trouvée auprès de lui en toutes circonstances.

Je remercie vivement Monsieur L. FEUVRAIS Professeur à la Faculté des Sciences de Lyon d'avoir bien voulu participer à la Commission d'examen manifestant à l'égard de mon étude un intérêt dont je lui suis reconnaissant.

Qu'il me soit permis enfin d'exprimer mes remerciements à tous mes amis de l'Institut de Physique Nucléaire dont l'aide permanente m'a été précieuse.

En particulier je remercie Monsieur R. BOUCHE qui m'a utilement conseillé pour la programmation des calculs, Monsieur L. VIDAL qui m'a aidé dans la réalisation des sources radioactives et Messieurs J. PIGNERET J. GUYON et M. GOYOT qui ont réalisé ou testé une partie de l'appareillage que j'ai utilisé.

INTRODUCTION

Diverses méthodes utilisées en spectroscopie permettent l'étude des spins, parités et autres caractéristiques des états nucléaires. Parmi ces méthodes la mesure des périodes des états excités revêt une importance particulière car ces périodes sont directement liées au modèle de noyau choisi et à la valeur de l'élément de matrice de la transition correspondante.

Une confrontation entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques relatives à ces modèles permet de préciser la validité des hypothèses envisagées.

Nous rappellerons au début de notre premier chapitre les résultats relatifs aux probabilités de transition puis nous donnerons un aperçu des différentes techniques utilisées pour la mesure de périodes courtes (10^{-6} à 10^{-12} s).

La technique de la conversion temps-amplitude que nous avons employée est exposée au chapitre II ainsi que les différentes méthodes de traitement des informations expérimentales.

Nous décrivons enfin le dispositif expérimental, ses caractéristiques et ses possibilités.

Le dernier chapitre est consacré aux résultats obtenus.

Ce travail comporte essentiellement la détermination des vies moyennes des premiers niveaux excités de l'ytterbium 170, du Plomb 207, du Thallium 203, de l'Osmium 186 et du Tungstène 182 ainsi que du niveau de 1290 KeV du Tungstène 182.

CHAPITRE I

LES PROBABILITES DE TRANSITION GAMMA

ET LES DIFFERENTES METHODES

DE MESURE DE VIES MOYENNES

I - PROBABILITES DE TRANSITION GAMMA

Les rayonnements gamma émis par des noyaux excités sont des transitions radiatives entre des niveaux d'énergie quantifiés. On classe ces rayonnements en rayonnements multipolaires électriques ou magnétiques suivant la valeur du moment angulaire du photon émis et l'éventuel changement de parité du noyau.

La conservation du moment angulaire total et de la parité qui sont des constantes du système total constitué par le rayonnement gamma et le noyau, imposent les règles de sélection. Compte tenu de ces règles on calcule la probabilité de transition par unité de temps du système quantique par la théorie des perturbations. Pour une radiation de nature σ (électrique ou magnétique) de moment angulaire ℓ et d'énergie $E = \hbar \omega$ on obtient : (1)

$$T(\sigma, \ell) = \frac{8\pi}{\hbar} \frac{\ell + 1}{\ell [(2\ell + 1)!!]^2} \left(\frac{E}{\hbar c} \right)^{2\ell + 1} B_{\sigma}(\ell)$$

Dans cette expression le facteur $B_{\sigma}(\ell)$ (probabilité réduite) dépend de la structure du noyau.

Pour mener plus avant le calcul de la probabilité de transition il

est nécessaire de faire des hypothèses sur cette structure c'est à dire qu'il faut choisir un modèle nucléaire.

Les probabilités de transition ont été calculées dans le cas de plusieurs modèles, et en particulier : le modèle à une particule, le modèle à particules indépendantes et le modèle collectif.

La probabilité ainsi obtenue est la probabilité de transition gamma. En général le noyau se désexcite aussi par conversion interne. Si α est le rapport de conversion interne (rapport du nombre d'électrons au nombre de gamma émis par unité de temps) la constante de désintégration totale du niveau λ_{tot} est liée à la constante de désintégration par émission gamma λ_{γ} par la relation :

$$\lambda_{\text{tot}} = \lambda_{\gamma} (1 + \alpha)$$

c'est cette constante λ_{tot} qui est obtenue lors de la mesure de la durée de vie d'un état excité.

II - METHODES DE MESURE

Différentes méthodes sont utilisées pour mesurer les vies moyennes des niveaux excités suivant la valeur de ces vies moyennes et les méthodes d'obtention de ces niveaux ainsi que les moyens utilisés pour leur détection.

Certaines de ces méthodes ont d'ailleurs des domaines d'utilisation qui se recoupent.

1°) La méthode des coïncidences retardées

C'est la méthode que nous avons retenue. Cette méthode de mesure directe est utilisable entre 10^{-4} et 10^{-10} secondes. Elle nécessite un circuit de coïncidence rapide et une ligne à retard variable. Le diagramme du circuit général utilisé par Bell (2) est donné ci-dessous. On relève ainsi le nombre de coïncidences en fonction du retard incorporé sur l'une des voies de détection.

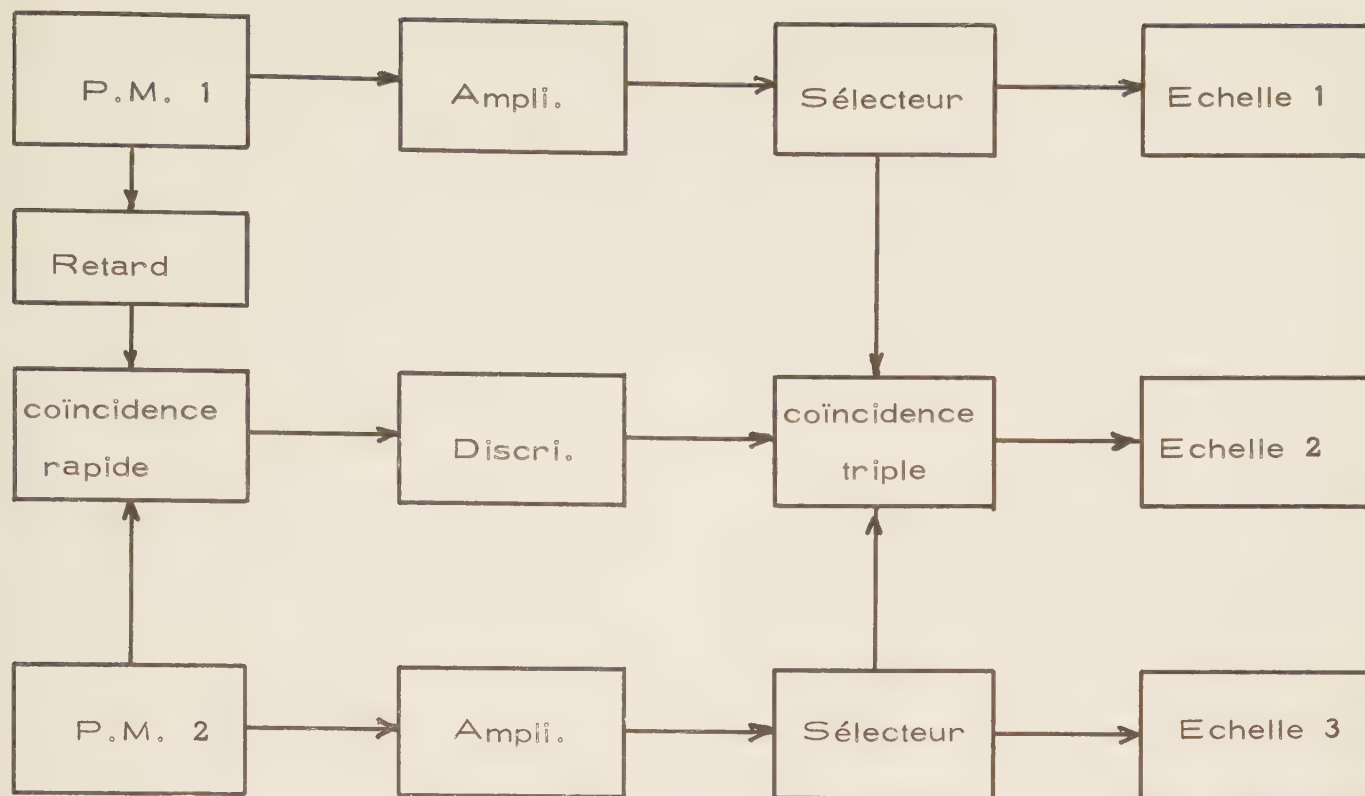


Figure 1 - Diagramme du circuit de coïncidences retardées.

Un perfectionnement de la méthode a consisté à remplacer le circuit de coïncidence rapide par un convertisseur temps amplitude qui, associé à un analyseur multicanaux, réduit considérablement le temps de mesure et augmente la précision.

La méthode peut être appliquée avec succès à des transitions de très faible énergie si on utilise des spectromètres pour détecter les électrons de conversion. Ainsi Beckhuis et H. de Waard (3) ont pu mesurer la vie moyenne du niveau de 8,42 KeV du Tm^{169} en accélérant les électrons détectés.

2°) Méthode par accélération

C'est une méthode de mesure directe qui s'applique au cas où les

2 radiations sont détectées sous forme d'électrons de conversion. Ces électrons sont soumis à une modulation en énergie dans le même champ ou dans des champs en relation de phase. On détecte les électrons modulés à l'aide de spectromètres à grande résolution. Les coïncidences entre les deux radiations modulées en énergie après analyse spectrométrique dépendent du réglage en énergie de ces spectromètres. Cette relation en énergie dépend à son tour de la distribution en temps entre l'émission des radiations.

La méthode convient très bien au cas des transitions à faible énergie avec des taux de conversion élevés.

Le temps de résolution dépend à la fois de l'intensité des sources, de la fréquence et de l'amplitude des champs utilisés et des caractéristiques des spectromètres.

La méthode d'accélération a récemment été développée par Blaugrund (4) qui a employé des champs hyperfréquences de l'ordre de 2000 MHz ce qui lui a permis de mesurer des durées de vie entre 10^{-9} et 10^{-11} secondes.

Les électrons de conversion modulés par des cavités hyperfréquences sont détectés par des spectromètres bêta (figure 2).

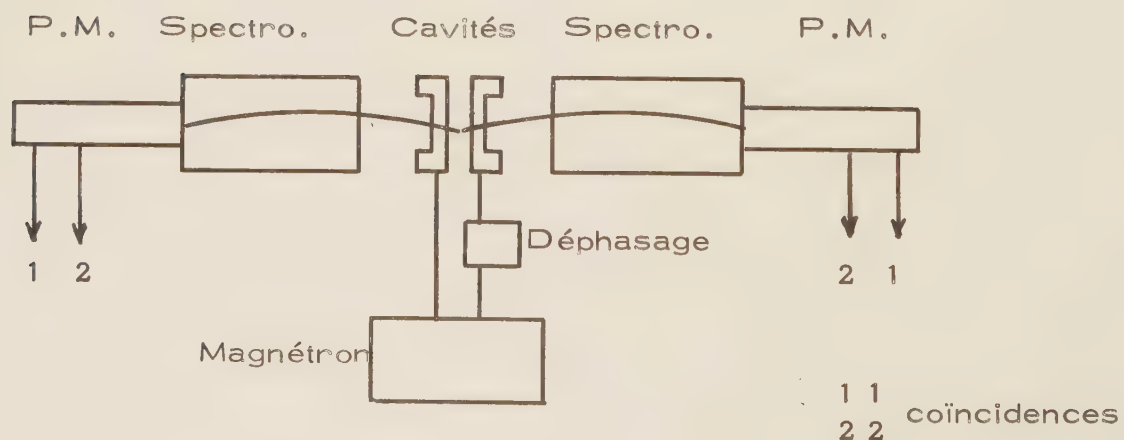


Figure 2

Un circuit de coïncidences classique lent-rapide est associé au montage.

Le taux de comptage des coïncidences en fonction de la phase des champs dans les cavités permet d'atteindre la durée de vie du niveau excité.

La méthode a été appliquée par Blaugrund et Goldring (4) à la mesure de durée de vie de noyaux excités par un accélérateur du type Van de Graaf. Dans ce cas le faisceau de protons est modulé par une seconde cavité : (figure 3)

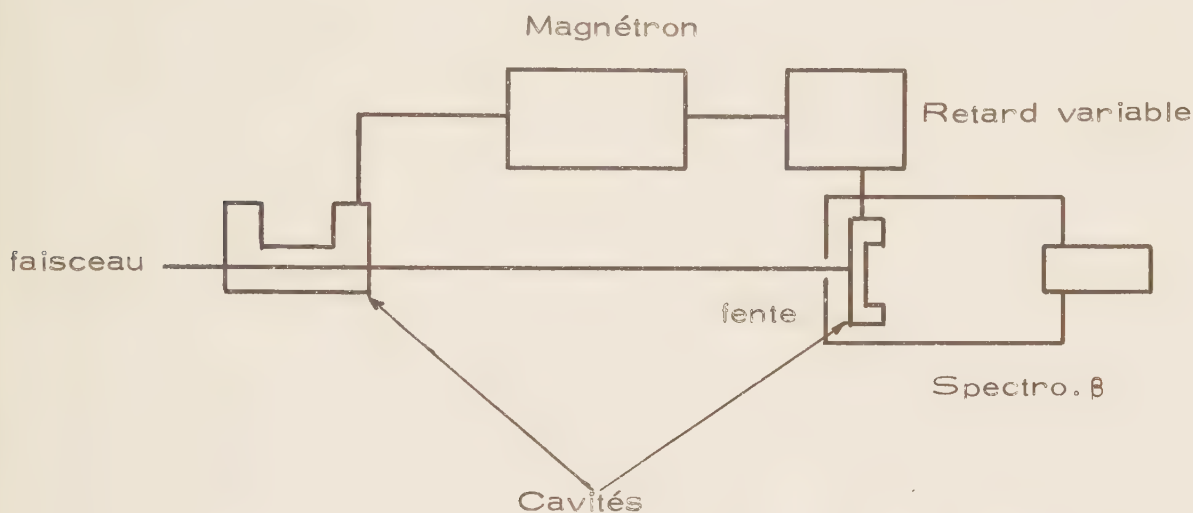


Figure 3

3°) Méthode par déflexion

Le principe de la méthode est le même que précédemment mais dans ce cas la modulation des électrons est faite perpendiculairement par des condensateurs. De sorte que au lieu d'avoir un déphasage en temps nous aurons un déplacement latéral, la sélection en énergie est obtenue au moyen de spectromètres magnétiques.

Johansson et Alvager (5) ont effectué des mesures dans le domaine des 10^{-10} secondes à l'aide du dispositif schématisé figure 4.

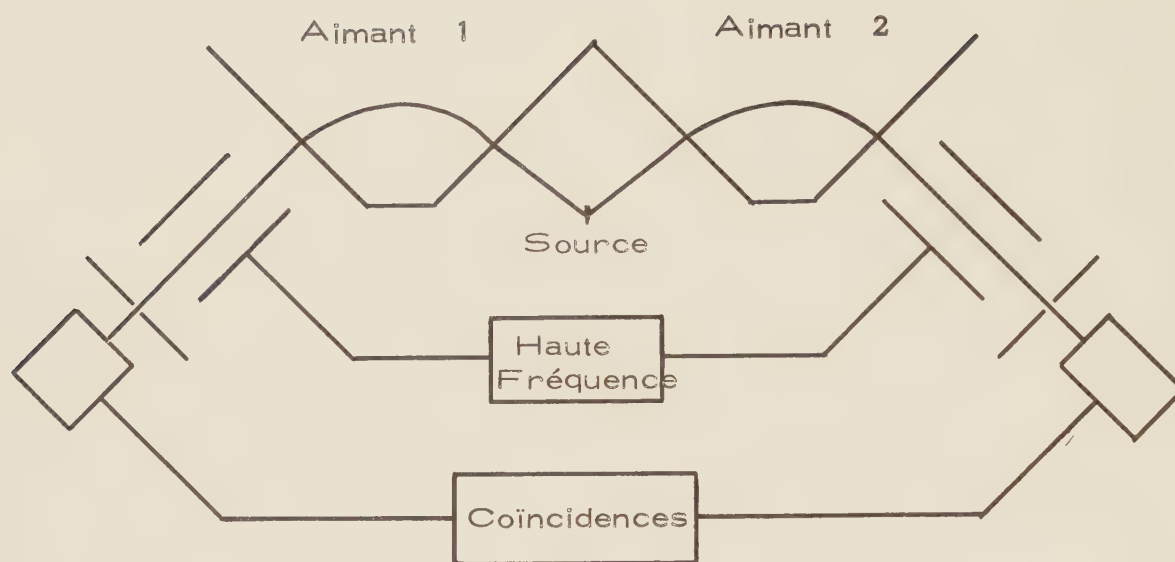


Figure 4

Ces méthodes présentent un intérêt autour de 10^{-11} s. mais au-dessus elles n'offrent aucun avantage par rapport à la méthode des coïncidences retardées.

4°) Méthode de recul

1 - Mesure directe de la distance.

La méthode consiste à mesurer la distance parcourue par un noyau avant qu'il émette un rayonnement gamma.

Dans l'expérience de Thirion et Telegdi (6) un faisceau arrive sur une cible mince de sorte que les noyaux excités puissent se détacher de la cible et reculer dans le vide avec une vitesse bien définie.

Si la durée de vie est assez longue la distance parcourue sera mesurable. Un collimateur et un détecteur gamma sont placés dans une direction perpendiculaire au faisceau en face de la cible.

La manipulation consiste à déplacer soit la cible soit l'ensemble collimateur-détecteur parallèlement au faisceau en notant la variation du taux de comptage.

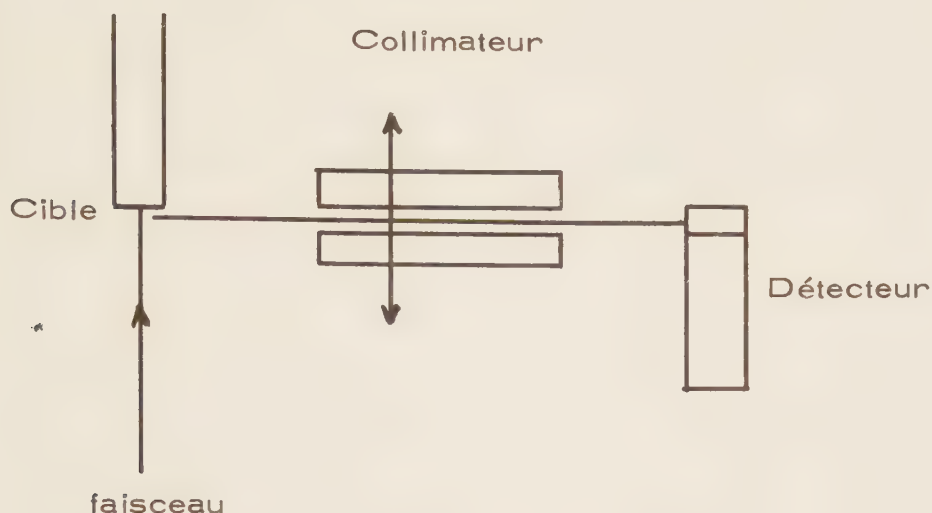


Figure 5

la durée de vie est déduite de la forme de la courbe obtenue.

La méthode convient pour des durées de vie supérieures à 10^{-10} s, cette limite étant fonction de la masse de la cible et de la masse et de la vitesse des particules incidentes.

Dans des conditions normales avec des noyaux lourds les vitesses de recul sont de l'ordre de 10^8 à 10^9 cm/s.

On peut étendre la méthode à des vies moyennes plus courtes en utilisant des particules plus lourdes.

2 - Déphasage Doppler

Des mesures plus précises tiennent compte du fait que les noyaux reculent dans toutes les directions.

À 0° les gamma sembleront plus énergétiques qu'à 90° à cause de l'effet Doppler.

Expérimentalement les noyaux reculent librement dans le vide puis

sont stoppés dans un matériau dense, la variation de l'effet Doppler est fonction de cette distance de parcours libre. Cette fonction permet de calculer la période du niveau.

Devons (7) a effectué ainsi des mesures de vie moyenne jusqu'à 10^{-14} s.

5°) Résonance nucléaire de diffusion et d'absorption

La durée de vie τ d'un niveau est reliée à sa largeur Γ par la relation d'incertitude.

$$\Gamma \cdot \tau = \hbar$$

La méthode consiste à déterminer Γ pour en déduire τ .

Si un gamma arrive sur un noyau et si l'énergie de ce gamma correspond à une transition jusqu'à l'état stable le gamma peut être absorbé par résonance. Il y aura ensuite désexcitation de l'état obtenu et émission d'un rayonnement gamma d'énergie sensiblement égale, car il faut encore tenir compte de l'énergie de recul du noyau, qui est perdue. En général la largeur du niveau est supérieure à cette énergie de recul.

La section efficace d'absorption par résonance est donnée par :

$$\sigma^0(E) = g \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{\Gamma^2}{(E-E_0)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}$$

où E_0 est l'énergie du niveau, Γ la largeur naturelle du niveau, E et λ sont l'énergie et la longueur d'onde du gamma incident et g est un facteur statistique dépendant des spins de l'état excité et de l'état stable.

On doit encore tenir compte dans la mesure des sections efficaces de l'élargissement des lignes d'absorption par effet Doppler.

Cette méthode intéressante pour les durées de vie très courtes est complémentaire de la méthode des coïncidences retardées mais ne convient qu'à des transitions aboutissant à l'état stable.

6°) Excitation coulombienne

L'excitation coulombienne est une méthode indirecte de mesure de vie moyenne faisant intervenir l'interaction entre le champ électrique du noyau et une particule passant près de ce noyau.

On mesure la section efficace d'excitation coulombienne σ et on en déduit la probabilité de transition réduite $B(E2)$ au moyen de l'expression théorique calculée par Alder et Winther (8) :

$$\sigma = \frac{2 \pi^2}{25} \cdot \frac{m^2 v_f^2}{Z_2^2} \cdot g_2(\xi) \cdot B(E2) \times 10^{-48}$$

Dans cette expression m est la masse et v_i et v_f sont les vitesses de la particule incidente avant et après l'interaction, $g_2(\xi)$ est une fonction numérique tabulée en fonction du paramètre $\xi = \frac{Z_1 Z_2}{K} \left(\frac{1}{v_f} - \frac{1}{v_i} \right)$ et Z_1 et Z_2 sont les charges de la particule incidente et du noyau.

La probabilité de transition réduite permet de calculer la durée de vie pour la radiation de désexcitation.

Les corps étudiés doivent être stables et on est limité par le bruit de fond si les sections efficaces sont faibles ; cependant la méthode est très valable pour la détermination des taux de transition partiels ; elle a permis d'obtenir de très nombreux résultats (8).

Nous donnons ci-dessous le domaine d'utilisation de chaque méthode et le nombre de noyaux étudiés jusqu'en 1961 (8).

Méthode	Limite	Nombre de noyaux étudiés
Coïncidences retardées	$6 \cdot 10^{-11}$ s.	80
Mesure directe	10^{-12} s.	16
Recul	10^{-14} s.	19
Résonance	10^{-9} s.	24
Excitation coulombienne	10^{-12} s.	630

CHAPITRE II

EXPLOITATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le but de nos mesures est la détermination de vies moyennes d'états nucléaires excités. La loi $w(t)$ de distribution des temps de décroissance de ces états excités est donné par :

$$w(t) = \lambda e^{-\lambda t} \quad \text{pour } t > 0$$

$$= 0 \quad \text{pour } t < 0$$

λ : est la constante de désintégration du niveau excité.

On définit par T la période de la transition

$$T = \frac{\text{Log } 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$$

La vie moyenne τ de la transition est :

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T}{0,693}$$

I - RESOLUTION DE L'APPAREILLAGE

Lors de la mesure d'un intervalle de temps constant, l'appareil peut donner une indication T différente de la valeur réelle de ce temps. Cela est normal puisque l'appareil n'est pas parfait. Si on répète cette mesure un grand nombre de fois on obtiendra une distribution de valeurs T centrée autour de la valeur réelle t . Appelons $P(T = t) = P(x)$ la den-

sité de probabilité de l'écart $(T - t) = x$, la courbe représentant $P(x)$ est la courbe de résolution. Cette courbe peut donc être tracée en utilisant des évènements séparés par un temps constant ou en particulier par un temps nul, nous l'appellerons encore courbe rapide. La largeur totale à mi-hauteur de cette courbe est appelée temps de résolution. Ce temps de résolution que nous repérerons par $2\tau_0$ définit la qualité de l'appareil.

Plusieurs facteurs contribuent à accroître ce temps de résolution et donc à diminuer les possibilités de mesure de temps courts. Les principales causes sont dans l'ordre :

- 1°) Les variations du temps d'interaction de la radiation détectée avec le scintillateur.
- 2°) Les variations des instants d'apparition des différents photons émis par le scintillateur.
- 3°) Les variations du temps de transit des photoélectrons et des électrons secondaires dans le phototube.
- 4°) Incertitude sur l'instant de déclenchement de l'électronique associée (jitter)

La première de ces causes peut être minimisée en utilisant une géométrie soignée, une source mince et ponctuelle et des scintillateurs de petites dimensions.

Dans les circuits électroniques rapides utilisés, les effets du jitter en temps sont assez réduits lorsqu'on sélectionne des signaux dont la variation d'amplitude est faible.

La valeur finie du temps de résolution est donc principalement due au temps de désexcitation des scintillateurs utilisés et aux fluctuations du temps de transit des électrons dans les photomultiplicateurs (particulièrement l'écart centre bord de la photocathode).

En général, une électronique définit l'instant d'apparition d'une impulsion électrique étudiée comme étant l'instant auquel le signal atteint un

seuil prédéterminé. Soit C l'ordre d'arrivée du photoélectron définissant la charge électrique correspondant à ce seuil. En 1950 Post et Schiff (10) ont calculé l'écart type correspondant au temps d'apparition du $C^{\text{ième}}$ photoélectron sur la cathode. La formule qu'ils ont obtenue donne l'écart-type en fonction de la vie moyenne de fluorescence θ du cristal et du nombre moyen R de photoélectrons créés sur la photocathode par une particule d'énergie E :

$$\epsilon^2 = \frac{C \theta^2}{R^2} \left[1 + \frac{2(C+1)}{R} + \dots \right]$$

Cette formule n'est valable que pour un ensemble scintillateur-photomultiplicateur dans lequel l'incertitude apportée par le scintillateur est bien plus grande que celle due au photomultiplicateur (cas d'un cristal NaI (TI) monté sur un photomultiplicateur 56 AVP par exemple).

Gatti et Svelto (11) ont résolu théoriquement le problème dans le cas général et donnent un ensemble de courbes qui permettent de déterminer le rapport $\frac{C}{R}$ (seuil par rapport au nombre total de photoélectrons) qui donne la meilleure résolution pour un rayonnement gamma d'énergie déterminée.

Pour des photomultiplicateurs 56 AVP équipés de scintillateurs plastiques NE 102 ce rapport est de 0,12 pour des gamma d'énergie 500 KeV environ.

II - CALCUL DE LA VIE MOYENNE DE L'ETAT EXCITE

Appelons $N(T)$ la densité de probabilité relative aux indications de l'appareil lorsqu'on mesure le temps t de densité de probabilité $\omega(t)$.

La courbe obtenue $N(T)$ est encore appelée : courbe retardée

T est alors dans ce cas la somme du temps aléatoire t lié au phénomène physique et du retard aléatoire $x = T - t$ introduit par l'appareil de mesure.

$$T = x + t$$

t et x sont des variables aléatoires indépendantes. Les densités de probabilités relatives à ces variables sont donc liées par l'intégrale de convolution :

$$N(T) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(T-t) \cdot \omega(t) dt \quad (1)$$

Pour déterminer $\omega(t)$ on peut essayer de rechercher ses moments d'ordre n .

$$M_n(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} t^n \cdot \omega(t) dt$$

Si on sait calculer tous les moments de $\omega(t)$ cette fonction sera complètement déterminée.

L'intégrale de convolution nous permet de relier les moments de $\omega(t)$ à ceux de $N(T)$ et $P(x)$.

$$M_n(N) = \int_{-\infty}^{+\infty} T^n \cdot N(T) dt$$

$$M_n(P) = \int_{-\infty}^{+\infty} X^n \cdot P(x) dx$$

le moment d'ordre n de $N(T)$ peut s'écrire :

$$M_n(N) = \overline{(x+t)^n} = \sum_{i=0}^n C_n^i \cdot \overline{x^{n-i} t^i}$$

$$\text{avec } C_n^i = \frac{n!}{i! (n-i)!}$$

les variables x et t étant indépendantes, on a :

$$M_n(N) = \sum_{i=0}^n C_n^i \cdot M_{n-i}(P) \cdot M_i(\omega) \quad (2)$$

Nous obtenons ainsi un système d'équations dans lesquelles les moments $M_n(N)$ et $M_n(P)$ sont calculables et qui permettent de déduire tous les moments de $w(t)$.

Le problème est simplifié par le fait que l'on connaît déjà la forme de $w(t)$. $w(t) = \lambda \cdot e^{-\lambda t}$

Les moments de $w(t)$ se calculent rapidement par intégration :

$$M_n[w(t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} t^n \cdot w(t) dt$$

$$M_n[w(t)] = n! \cdot z^n$$

$$M_0 = 1$$

$$M_1 = z$$

$$M_2 = 2 z^2$$

$$M_3 = 6 z^3$$

Appliquons maintenant la relation (2) aux cas particuliers $n = 0, 1, 2, 3$.

pour $n = 0$ $M_0(N) = M_0(P) \times M_0(w)$

les différentes densités de probabilités étant normées à l'unité on aura : $M_0(N) = M_0(P) = M_0(w) = 1$

pour $n = 1$

$$M_1(N) = M_1(P) + M_1(w).$$

Le moment d'ordre 1 d'une courbe étant l'abscisse de son centre de gravité, on en déduit que la différence des abscisses des centres de gravité des 2 courbes rapide et retardée représente la vie moyenne du niveau excité (12).

$$C^f - C = z$$

En prenant l'origine des temps au centre de la courbe rapide on aura : $M_1 (P) = 0$

Si on appelle σ^2 le moment d'ordre 2 de $P(x)$, on obtient les relations pour $n = 2$ et $n = 3$.

$$M_2 (N) = \sigma^2 + 2 z^2$$

$$M_3 (N) = 3 \sigma^2 + 6 z^3 + M_3 (P).$$

$M_3 (P) = \epsilon$ caractérise l'asymétrie de la courbe rapide c'est un terme très petit que l'on peut négliger.

Ces moments sont calculés par rapport au temps zéro, c'est à dire l'abscisse du centre de gravité de la courbe rapide. Cela oblige à déterminer ce point.

Si on calcule ces moments par rapport au centre de gravité de la courbe retardée on a pour les moments centrés N_n l'expression :

$$N_n (N) = \int_{-\infty}^{+\infty} (T - z)^n \cdot N (T) dT$$

$$\text{pour } n = 2 \quad N_2 (N) = \sigma^2 + z^2$$

$$\text{pour } n = 3 \quad N_3 (N) = 2 z^3 + \epsilon.$$

Weaver et Bell (13) ont montré que l'on pouvait ainsi calculer directement z en négligeant le moment d'ordre 3 de la courbe rapide.

$$z = \left[\frac{N_3 (N)}{2} \right]^{\frac{1}{3}}$$

Méthode de la pente

Remplaçons $\omega (t)$ par sa valeur :

$$\begin{aligned}
 N(T) &= \int_0^{\infty} P(T-t) \cdot \lambda e^{-\lambda t} dt \\
 N(T) &= \int_0^{\infty} P(x) \cdot \lambda e^{-\lambda(T-x)} dx & dt = dx \\
 N(T) &= \lambda e^{-\lambda T} \int_{-\infty}^T P(x) e^{\lambda x} dx
 \end{aligned}$$

en dérivant par rapport à T :

$$\frac{dN(T)}{dT} = \lambda [P(T) - N(T)] \quad (3)$$

soit :

$$\frac{d \text{Log } N(T)}{dT} = -\lambda \left[1 - \frac{P(T)}{N(T)} \right]$$

Si $N(T) \gg P(T)$ ce que l'on peut obtenir en se plaçant loin du maximum de la courbe retardée :

$$\frac{d \text{Log } N(T)}{dT} = -\lambda \quad (4)$$

Ces équations montrent que :

- les 2 courbes normées $N(T)$ et $P(T)$ se coupent au maximum de $N(T)$.
- la pente de la courbe $\text{Log } N(T)$ en fonction de T nous donne λ directement pour $N(T) \gg P(T)$

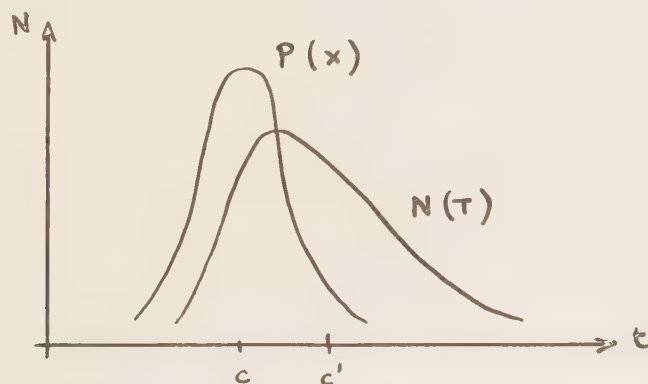


Figure 6

Méthode de la surface

Newton (14) a montré que l'on pouvait déterminer λ sans connaissance de la courbe rapide et en utilisant les parties des courbes les mieux connues du point de vue statistique.

Intégrons l'équation (3) entre les bornes A et B.

$$\lambda = \frac{[N(A) - N(B)]}{\int_A^B [N(T) - P(T)] dT}$$

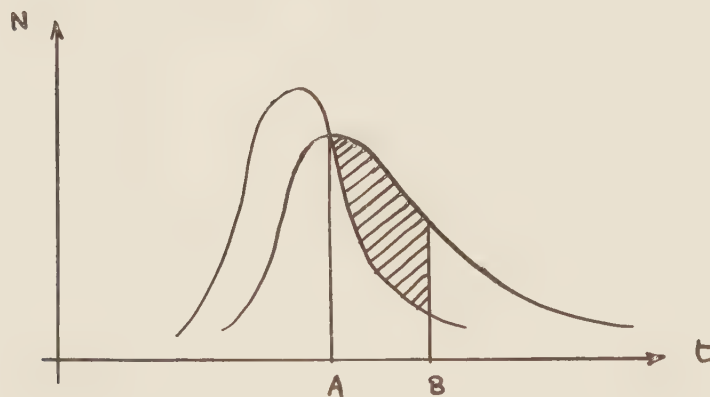


Figure 7

les erreurs statistiques sur les queues des courbes n'interviennent que dans la normalisation de $N(T)$ et $P(T)$.

λ caractérise l'asymétrie de $N(T)$. On peut le déterminer à partir de cette seule courbe si le zéro de l'axe des temps est connu et si $P(T)$ est symétrique.

Posons : $G(T) = N(-T)$

$Q(T) = P(-T)$

On obtient :

$$\lambda = \frac{[N(A) + G(A) - N(B) - G(B)]}{\int_A^B [N(T) - G(T)] dT - \int_A^B [P(T) - Q(T)] dT}$$

la deuxième intégrale $\int_A^B [P(T) - Q(T)] dT$ représente l'asymétrie de $P(T)$.

Nous sommes donc en mesure d'exploiter les résultats au moyen de 5 méthodes différentes :

- Déplacement du centre de gravité
- Moments d'ordre 2 et 3
- Surface de la courbe retardée
- Pente de la courbe retardée

Nous allons essayer de dégager rapidement les avantages et inconvénients relatifs à ces diverses méthodes.

1° - Méthode de déplacement du centre de gravité

La relation entre les moments d'ordre 1 nous a montré que le centre de gravité de la courbe est déplacée par la vie moyenne du niveau excité.

Il est nécessaire dans ce cas d'avoir tracé les 2 courbes rapide et retardée dans les mêmes conditions c'est à dire : même énergie dissipée dans les scintillateurs et même position géométrique de la source. Cette mesure nécessite donc 2 manipulations et elle dépend étroitement de la stabilité de l'ensemble électronique.

Les calculs de durée de vie sont généralement largement entachés d'erreurs si les durées de vie étudiées sont proches des limites des possibilités de l'appareillage ce qui est souvent le cas.

2° - Méthode du moment d'ordre 2

La méthode du moment d'ordre 2 nécessite de même la connaissance des 2 courbes avec une égale précision et entraîne des calculs assez lourds

3° - Méthode du moment d'ordre 3

La méthode du moment d'ordre 3 présente l'avantage de ne pas nécessiter le tracé de la courbe rapide si l'on est sûr de sa symétrie mais elle entraîne elle aussi, des calculs fastidieux.

4° - Méthode de la surface

La méthode de la surface souffre des mêmes inconvénients.

De plus ces diverses méthodes sont assez sensibles aux erreurs systématiques.

5° - Méthode de la pente

Il reste donc la méthode de la pente qui semble avoir la faveur des expérimentateurs et que nous avons adoptée.

Elle est nettement moins sensible aux erreurs systématiques et permet une précision au moins égale aux autres méthodes si l'on reste au dessus du temps de résolution de l'appareillage.

Lindskog et Sundström (15) ont tracé des courbes donnant les erreurs statistiques des différentes méthodes en fonction de la durée de vie mesurée.

Il apparaît dans notre cas ($2 \tau_0 = 5 \cdot 10^{-10} \text{ s}$) que la méthode de la pente est supérieure aux autres méthodes jusque vers des durées de vie de l'ordre de $2 \cdot 10^{-10} \text{ s}$. (figure n° 8)

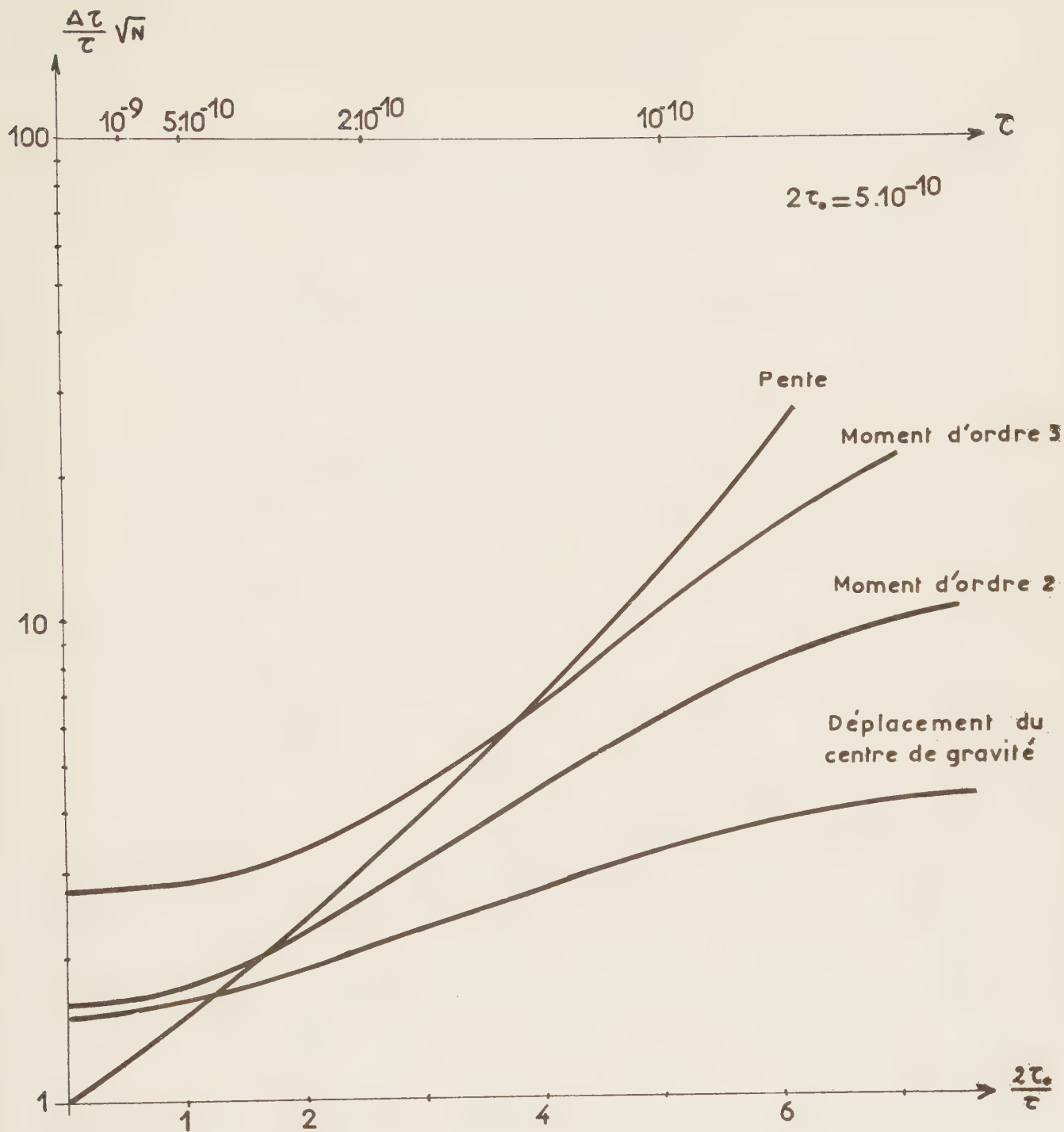


Figure 8 .

Comparaison des erreurs statistiques relatives aux différentes méthodes -

CHAPITRE III

MESURE DE LA VIE MOYENNE PAR LA METHODEDE LA PENTE DES COURBES RETARDEES

On a vu au chapitre II que l'équation

$$\frac{1}{z} = \lambda = - \frac{d \text{Log } N(T)}{dT} \quad (1)$$

donne λ lorsque $N(T) \gg P(x)$.

En traçant la courbe sur papier semi-logarithmique la pente de la droite obtenue est égale à λ . Pour calculer cette pente avec précision nous avons utilisé la méthode des moindres carrés (16).

Appelons x_i les abscisses et N_i les ordonnées des points obtenus au sélecteur 400 canaux et supposons que ces x_i soient connus exactement c'est à dire que l'appareillage ait une réponse parfaitement linéaire. Pour obtenir la correspondance en temps il suffira de multiplier les abscisses par un facteur K que nous appellerons facteur d'étalonnage.

Posons : $y_i = \text{Log } N_i$

La méthode consiste à approcher la courbe $y_i = f(x_i)$ par une série $f(x_i) = \sum_{n=0}^N a_n x^n$. Dans notre cas cette série ne comporte que deux

termes : $f(x_i) = a + b x_i$ puisque nous devons avoir une droite.

Nous admettrons de plus que les valeurs y_i déduites de l'expérience suivent une distribution gaussienne autour des vraies valeurs Y_i inconnues.

$$P(y_i) = \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp \left[- \frac{(Y_i - y_i)^2}{2 \sigma_i^2} \right]$$

L'ensemble de valeurs de Y_i le plus probable est obtenu quand le produit des probabilités $P(Y_i)$ est maximum.

Soit :

$$P = \prod_{i=1}^N P(Y_i) = \prod_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp - \frac{(Y_i - y_i)^2}{2 \sigma_i^2}$$

$$P = \prod_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \cdot \exp \left[- \sum_{j=1}^N \frac{(Y_j - y_j)^2}{2 \sigma_j^2} \right]$$

la condition est remplie si l'expression

$$\sum_{i=1}^N \frac{(Y_i - y_i)^2}{\sigma_i^2} \text{ est minimum} \quad (3)$$

Nous voulons déterminer les coefficients a et b de l'équation (1) de sorte que $f(x_i)$ soit la meilleure approximation possible de Y_i , cela a lieu lorsque l'expression de Q est minimum :

$$Q = \sum_{i=1}^N w_i \left[y_i - f(x_i) \right]^2 \quad (4)$$

Dans cette expression nous avons utilisé w_i comme meilleure évaluation de $1/\sigma_i^2$. L'écart sur N_i , étant $\sqrt{N_i}$ l'incertitude sur y_i sera $\frac{\sqrt{N_i}}{N_i}$

En normant nous aurons : $w_i = \frac{N_i}{\sum N_i} \quad (\sum w_i = 1)$

Ecrivons que l'expression Q (4) est minimum :

$$Q = \sum_{i=1}^N w_i (y_i - a - b x_i)^2$$

$$\frac{\partial Q}{\partial a} = 0 \qquad \frac{\partial Q}{\partial b} = 0$$

En explicitant ces 2 relations nous obtenons :

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^N 2 w_i (y_i - a - b x_i) &= 0 \\ \sum_{i=1}^N 2 w_i x_i (y_i - a - b x_i) &= 0 \end{aligned} \tag{5}$$

développons le système d'équation (5)

$$\sum_i w_i y_i = a \cdot \sum_i w_i + b \sum_i w_i x_i$$

$$\sum_i w_i x_i y_i = a \cdot \sum_i w_i x_i + b \cdot \sum_i w_i x_i^2$$

posons :

$$\sum_i w_i y_i = \overline{Y}$$

$$\sum_i w_i x_i = \overline{X}$$

$$\sum_i w_i x_i y_i = \overline{X Y}$$

$$\sum_i w_i x_i^2 = \overline{X^2}$$

les équations s'écrivent :

$$\overline{Y} = a + b \overline{X}$$

$$\overline{X Y} = a \overline{X} + b \overline{X^2}$$

ce qui donne par substitution et en portant la valeur de w_i

$$b = \frac{\sum N_i (x_i - \bar{x}) (y_i - \bar{y})}{\sum N_i (x_i - \bar{x})^2} \quad (6)$$

à l'aide de la relation (1) nous obtenons la valeur de la durée de vie cherchée.

$$z = - \frac{\sum N_i (x_i - \bar{x})^2}{\sum N_i (x_i - \bar{x}) (y_i - \bar{y})}$$

Précision de ce calcul

Nous allons calculer la variance de la valeur obtenue z en supposant comme nous l'avons fait plus haut que les points expérimentaux y_i sont distribués statistiquement autour des vraies valeurs Y_i .

La droite représentant la décroissance du niveau excité en coordonnées semi-logarithmiques a pour équation $Y_i = B X_i + A$; ces grandeurs Y_i, A et B sont inconnues.

Calculons la variance de B

$$(B - b) = \frac{\sum N_i (X_i - \bar{X}) (y_i - \bar{y})}{\sum N_i (X_i - \bar{X})^2} - \frac{\sum N_i (x_i - \bar{x}) (y_i - \bar{y})}{\sum N_i (x_i - \bar{x})^2}$$

$X_i = x_i$ puisque nous avons admis pour ce calcul la linéarité en temps de l'appareillage.

$$(B - b) = \frac{\sum N_i (x_i - \bar{x}) (Y_i - y_i - \bar{Y} + \bar{y})}{\sum N_i (x_i - \bar{x})^2}$$

D'autre part : $\bar{Y} = \bar{y}$ à moins d'erreurs systématiques.

Donc :

$$(B - b) = \frac{\sum N_i (x_i - \bar{X}) (Y_i - y_i)}{\sum N_i (x_i - \bar{X})^2}$$

$$(B - b)^2 = \frac{\sum_i \sum_j N_i N_j (x_i - \bar{X}) (x_j - \bar{X}) (Y_i - y_i) (Y_j - y_j)}{\left[\sum N_i (x_i - \bar{X})^2 \right]^2}$$

appelons D le dénominateur et posons $E_i = Y_i - y_i$. En moyennant les deux membres de cette équation on obtient :

$$\overline{(B - b)^2} = \frac{1}{D} \left[\overline{\sum_i N_i^2 (x_i - \bar{X})^2 E_i^2} + \overline{\sum_i \sum_j N_i N_j (x_i - \bar{X}) (x_j - \bar{X}) E_i E_j} \right]$$

Avec les hypothèses que nous avons faites, la probabilité pour qu'une valeur Y_i soit comprise entre Y_i et $Y_i + d y_i$ est :

$$P(Y_i) d Y_i = \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(Y_i - y_i)^2}{2 \sigma_i^2} \right] d Y_i$$

de même pour l'incertitude sur Y_i

$$P(E_i) d Y_i = \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{E_i^2}{2 \sigma_i^2} \right] d E_i$$

la valeur moyenne de E_i^2 sera :

$$\overline{E_i^2} = \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} E_i^2 \exp \left[-\frac{E_i^2}{2 \sigma_i^2} \right] d E_i = \sigma_i^2$$

pour $i \neq j$:

$$\overline{E_i E_j} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dE_i}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dE_j}{\sigma_j \sqrt{2\pi}} E_i E_j \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{E_i^2}{\sigma_i^2} + \frac{E_j^2}{\sigma_j^2} \right) \right] = 0$$

l'expression de la variance de B est alors :

$$\overline{(B - b)^2} = \frac{1}{D} \sum_i N_i^2 (x_i - \bar{X})^2 \sigma_i^2$$

En remplaçant σ_i^2 par $\frac{1}{N_i}$ on obtient :

$$\overline{(B - b)^2} = \frac{\sum N_i (x_i - \bar{X})^2}{\left[\sum N_i (x_i - \bar{X})^2 \right]^2} = \frac{1}{\sum N_i (x_i - \bar{X})^2}$$

ce qui donne comme variance pour z

$$v(z) = \frac{z^4}{\sum_i N_i (x_i - \bar{X})^2}$$

une évaluation de l'erreur sur z est alors :

$$\Delta z = \frac{z^2}{\sqrt{\sum_i N_i (x_i - \bar{X})^2}}$$

Erreur totale sur la durée de vie

L'erreur faite sur la durée de vie est due à la somme des contributions des différentes erreurs :

- 1 - erreur statistique que nous venons d'évaluer
- 2 - erreur due à l'étalonnage en temps
- 3 - erreur due aux défauts de stabilité et de linéarité

l'erreur statistique est inversement proportionnelle au nombre de coups comp-

tés, donc au carré de l'activité de la source. Pour des taux maximum de comptage de l'ordre de 10000, elle est de 1/100 dans le cas de durée de vie nettement supérieure à la résolution.

Pour satisfaire à la condition $N(T) \gg P(T)$ on est obligé de n'utiliser que la queue de la courbe et dans le cas de durée de vie courte la précision statistique est assez mauvaise.

L'étalonnage en temps a été effectué avec une précision de 2 %. Cette partie de la mesure pourrait encore être améliorée.

L'erreur due à la linéarité et à la stabilité est fonction des dérivées et par conséquent du temps de la mesure. Elle atteint 1 à 2 % pour des mesures de l'ordre de 30 heures.

Le calcul de la vie moyenne et la précision de ce calcul ont été programmés sur ordinateur IBM 1620.

Pour augmenter la précision des résultats nous avons fait la moyenne pondérée des différentes valeurs obtenues lors de la mesure de chaque durée de vie.

CHAPITRE IV

DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET

TESTS PRELIMINAIRES

I - APPAREILLAGE

L'ensemble de l'appareillage utilisé comporte successivement à partir de la source :

- Deux détecteurs à scintillations constitués par des photomultiplicateurs avec leurs scintillateurs.
- Un convertisseur analogique temps-amplitude
- Une voie lente de sélection d'énergie composé de : deux amplificateurs deux sélecteurs à bande suivis d'un circuit de coïncidence lent dont la sortie est reliée à la porte linéaire du sélecteur multicanaux.

Une ligne à retard étalonnée est introduite sur l'une des voies entre le détecteur et le convertisseur temps-amplitude.

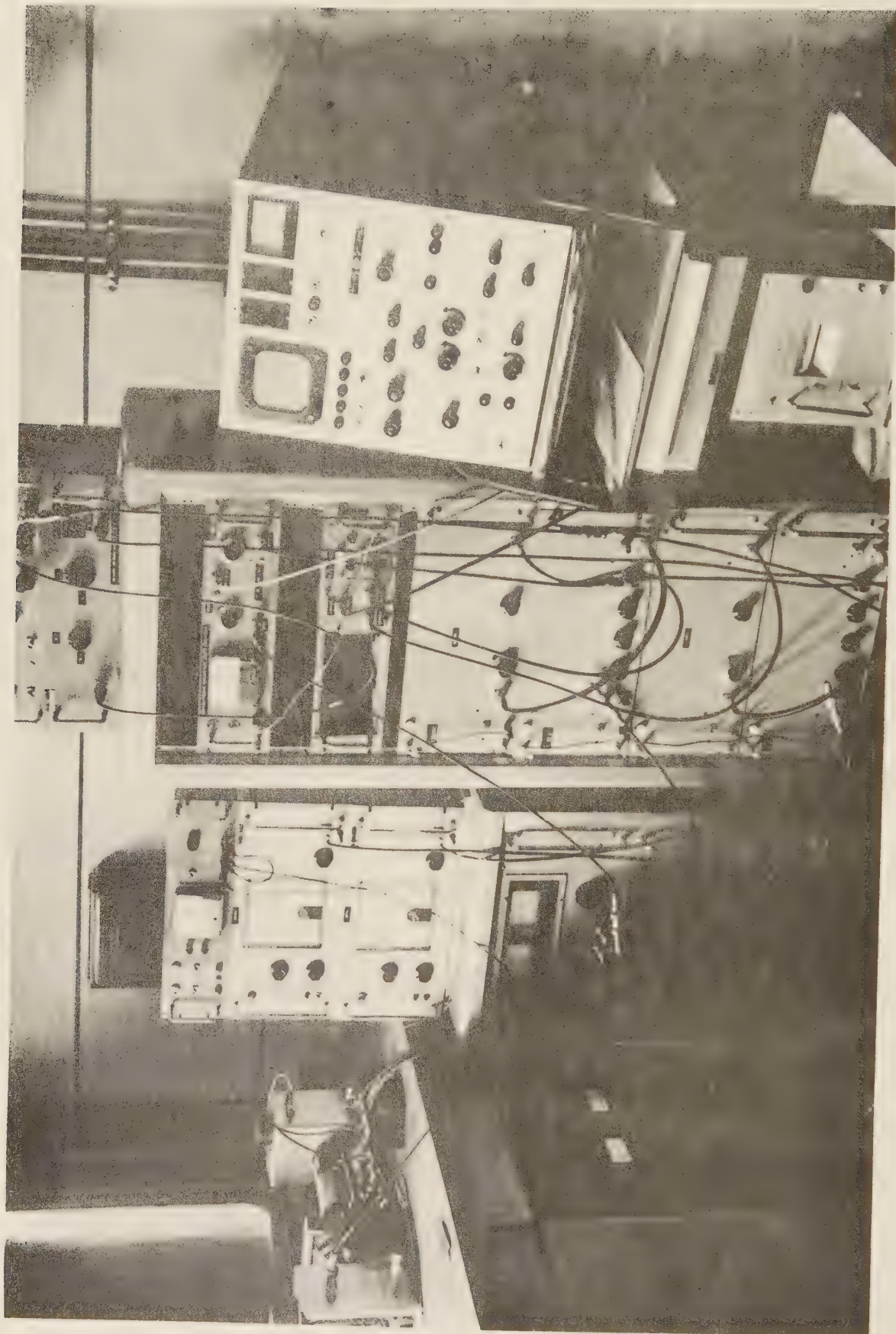
Le diagramme fonctionnel de l'ensemble est donné figure 9.

Nous décrivons brièvement dans la suite les différents éléments.

1° - La détection

La détection des particules bêta ou des rayons gamma est faite par des scintillateurs couplés optiquement à des photomultiplicateurs rapides.

Les photomultiplicateurs utilisés sont des 56 AVP fabriqués par la Radiotechnique. Avant l'apparition des XP 1020, ces phototubes étaient les



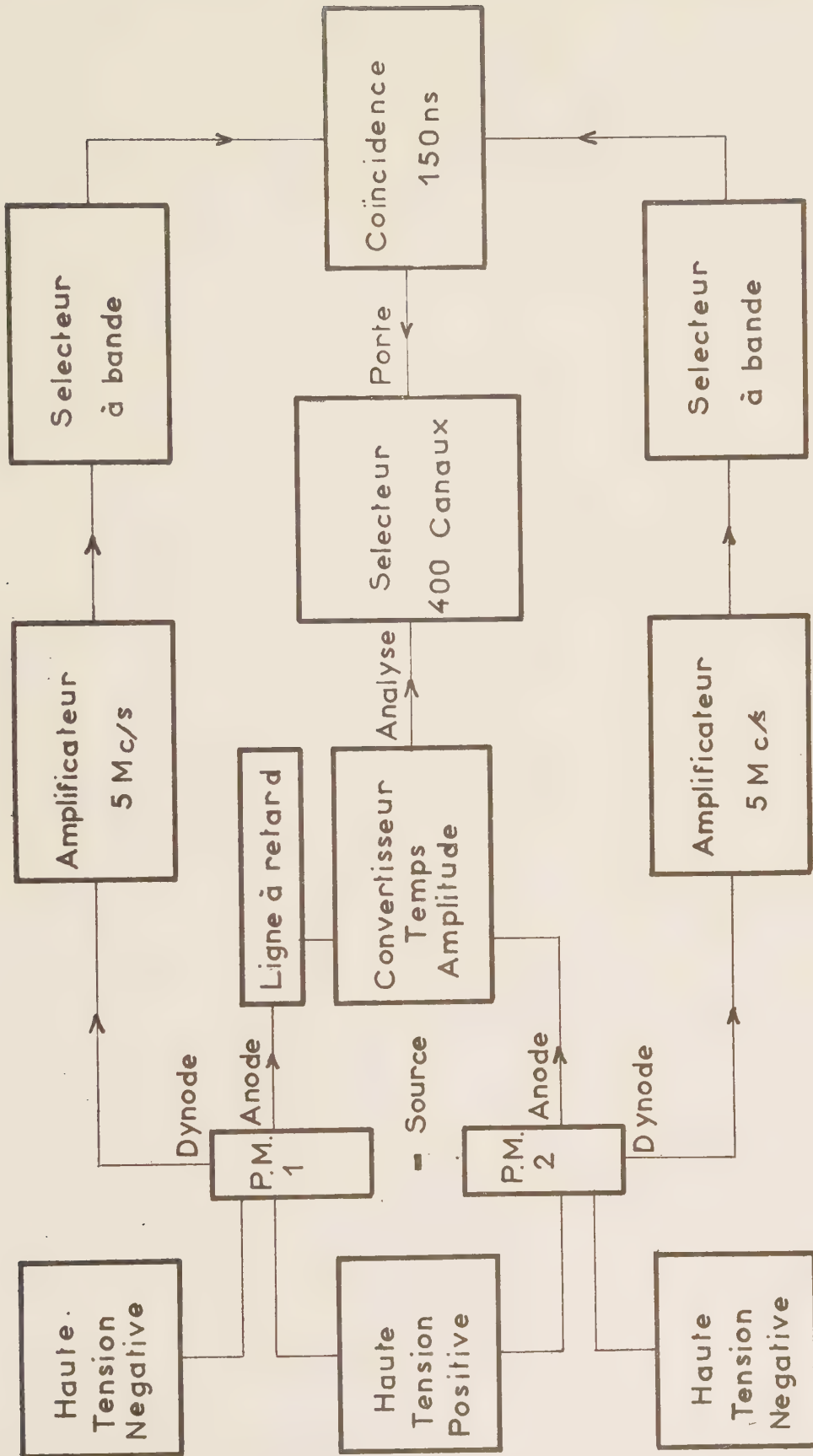


Figure 9. Schema d'ensemble du circuit utilisé.

plus satisfaisants du marché du point de vue résolution en temps et faible courant d'obscurité. Ces tubes ont un diamètre de photocathode de 5 cm (2 inch). Alimentés sous 2000 à 2500 v., ils permettent d'obtenir un gain assez élevé (10^8) grâce à 14 étages de multiplication électronique.

L'alimentation des photomultiplicateurs est obtenue grâce à une chaîne potentiométrique. Afin d'éviter des variations de tension instantanée le courant moyen dans la chaîne doit être grand par rapport au courant dû aux impulsions. Cette variation de tension est surtout gênante pour les derniers étages travaillant à haut niveau. A cet effet la chaîne potentiométrique est divisée en deux parties. La 10ème dynode est au potentiel de la masse et le phototube est alimenté par deux alimentations haute tension stabilisée. On évite ainsi de faire passer un trop fort courant dans tout le pont diviseur.

L'alimentation négative ne débite que 2 mA et l'alimentation positive fournit environ 10 mA.

Le câblage du photomultiplicateur est donné figure 10.

Les potentiels de la focalisatrice et de l'électrode déflectrice sont ajustés une fois le gain du phototube choisi en fonction de l'énergie incidente, pour avoir des impulsions de hauteur correspondant à l'optimum de résolution en temps.

- Les photomultiplicateurs XP 1020 dont nous avons pu disposer avant la fin de ce travail nous ont permis d'obtenir des résultats supérieurs à ceux relevés avec les 56 AVP du point de vue de la résolution en temps. Ce photomultiplicateur de même diamètre que le 56 AVP possède une optique d'entrée tétrode, un multiplicateur électronique à 12 étages et une sortie coaxiale. Alimenté avec une haute tension négative de 2000 v. et une tension positive de 300 v., il donne des impulsions légèrement plus rapides que le 56 AVP et présente une fluctuation de temps de transit nettement plus faible. Le câblage de ce tube est donné figure 11.

- Les scintillateurs utilisés sont de 2 types :

D'une part des scintillateurs monocristallins d'Iodure de Sodium

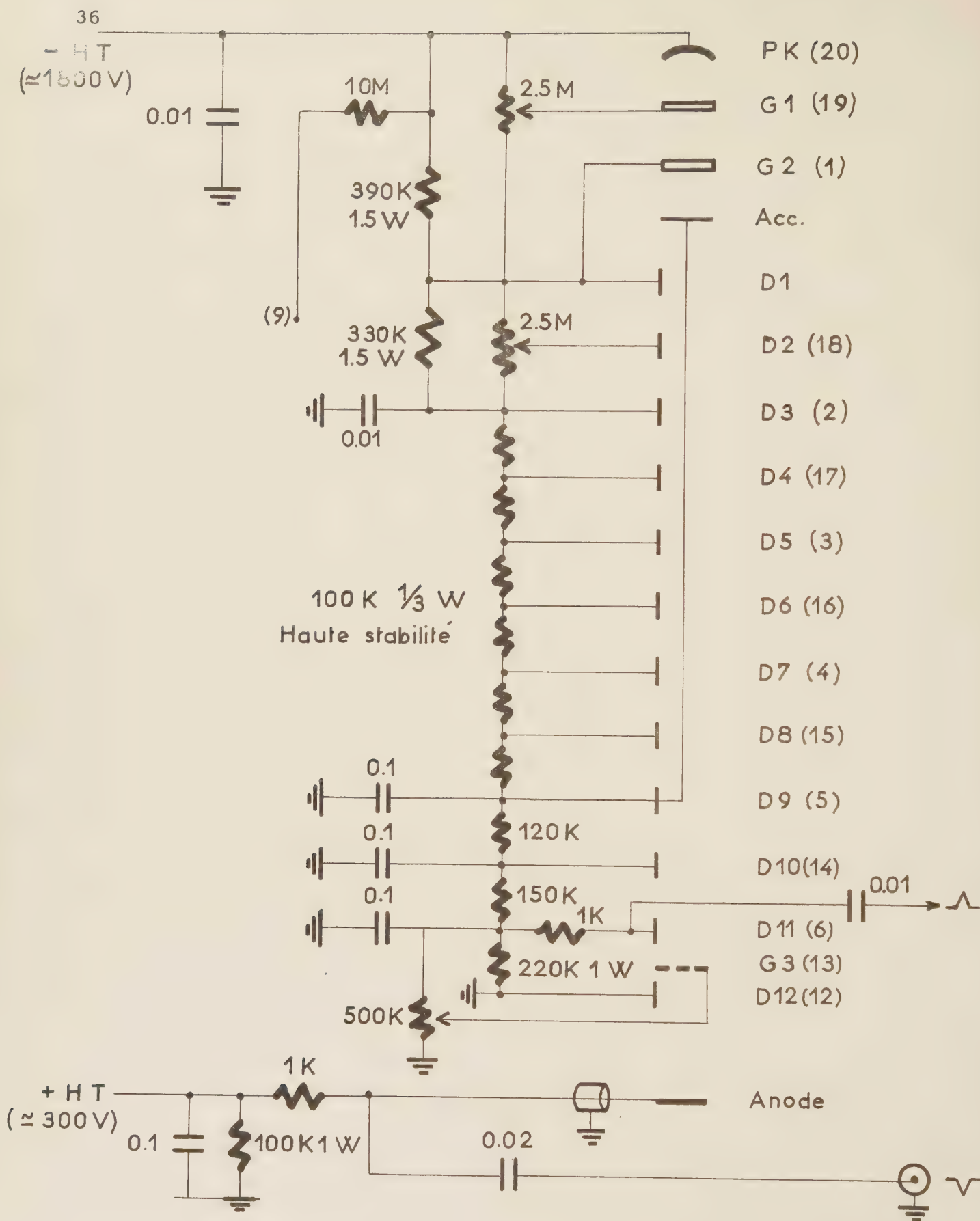


Figure 11 . Cablage X P 1020 .

activé au Thallium NaI (TI) qui ont un pouvoir de résolution en énergie élevé pour les rayonnements gamma. Ils sont très utilisés en spectrométrie et permettent par détermination du pic photoélectrique de mesurer l'énergie des rayons gamma incidents. La durée de fluorescence est de l'ordre de $2,5 \cdot 10^{-7}$ s. et la phosphorescence crée un bruit de fond non négligeable ce qui limite leur utilisation à des durées de vie "longues" (10^{-9} s.).

D'autre part nous avons utilisé, plus fréquemment des scintillateurs plastiques (NE 102 A) qui ont un rendement lumineux plus faible (environ 2,5 %) mais avec une constante de temps de l'ordre de $4 \cdot 10^{-9}$ s. L'absorption des rayons gamma se fait ici essentiellement par effet Compton et on a donc une résolution en énergie très médiocre. Les dimensions des scintillateurs que nous avons utilisés sont variables. On a cherché dans tous les cas à réduire le diamètre du scintillateur afin de minimiser au maximum les différences de temps de transit dues aux écarts centre bord dans le phototube.

Pour la détection des particules bêta nous utilisons des scintillateurs minces (environ 1 à 2 mm) sur lesquels était directement déposée la source radioactive afin d'éviter les pertes d'énergie par absorption.

Compte tenu des propriétés de ces deux types de scintillateurs, les plastiques ont été utilisés lorsque la durée de vie étudiée était courte et lorsque le schéma de décroissance était assez simple pour éviter toute confusion. Au contraire pour une sélection en énergie plus fine et avec une durée de vie moins rapide nous avons utilisé le NaI (TI).

Les scintillateurs étaient couplés optiquement au photomultiplicateur à l'aide de graisse silicone. Pour augmenter le rendement lumineux nous avons peint les scintillateurs plastiques avec une peinture blanche réfléchissante fabriquée par Nuclear Enterprises (NE 560).

2° - Conversion temps-amplitude

Un convertisseur analogique temps-amplitude (C.T.A.) est un appareil qui fournit une impulsion dont l'amplitude est proportionnelle à l'inter-

valle de temps séparant deux impulsions à l'entrée.

Il y a donc conversion de la mesure d'un intervalle de temps en mesure d'amplitude. L'intérêt de cette transformation réside dans le fait que l'analyse des amplitudes est aisée grâce aux sélecteurs multicanaux.

Principe du convertisseur temps-amplitude

Chaque impulsion déclenche un circuit de mise en forme qui fournit une impulsion calibrée en largeur et en amplitude. Les deux impulsions ainsi obtenues sur les deux voies sont mélangées et additionnées. (C.T.A. additif).

On discrimine ensuite avec un seuil fixe l'impulsion obtenue et il reste une impulsion de durée proportionnelle à la différence des temps d'arrivée des deux impulsions à l'entrée. (figure 12)

Une capacité C intègre alors cette impulsion et on obtient une tension $\frac{1}{C} (z - \Delta t)$ qui est bien proportionnelle à Δt .

L'appareil utilisé a été construit au laboratoire (17). Il est entièrement transistorisé, le schéma en est donné figure 13.

Sur chaque voie nous avons un ampli cascode ($T_1 T_2$), puis un étage d'écrêtage donnant des impulsions de 7 ns. de durée qui déclenchent le transistor avalanche T_6 . Les impulsions ainsi obtenues qui font 8 v. de hauteur et 25 ns. de largeur sont encore écrêtées pour éviter les fluctuations d'amplitude. Après le mélange on écrête et on intègre par le transistor T_{15} , puis nous avons un étage d'amplification (T_{16}) et un étage monté en collecteur commun pour l'attaque du sélecteur d'amplitude.

L'originalité et l'intérêt du montage résident dans le fait que le transistor avalanche donne des signaux très propres et indépendants de la forme du signal à l'entrée. Ce qui est très intéressant pour des mesures de temps dans lesquelles les impulsions arrivant des phototubes n'ont pas toujours les mêmes caractéristiques.

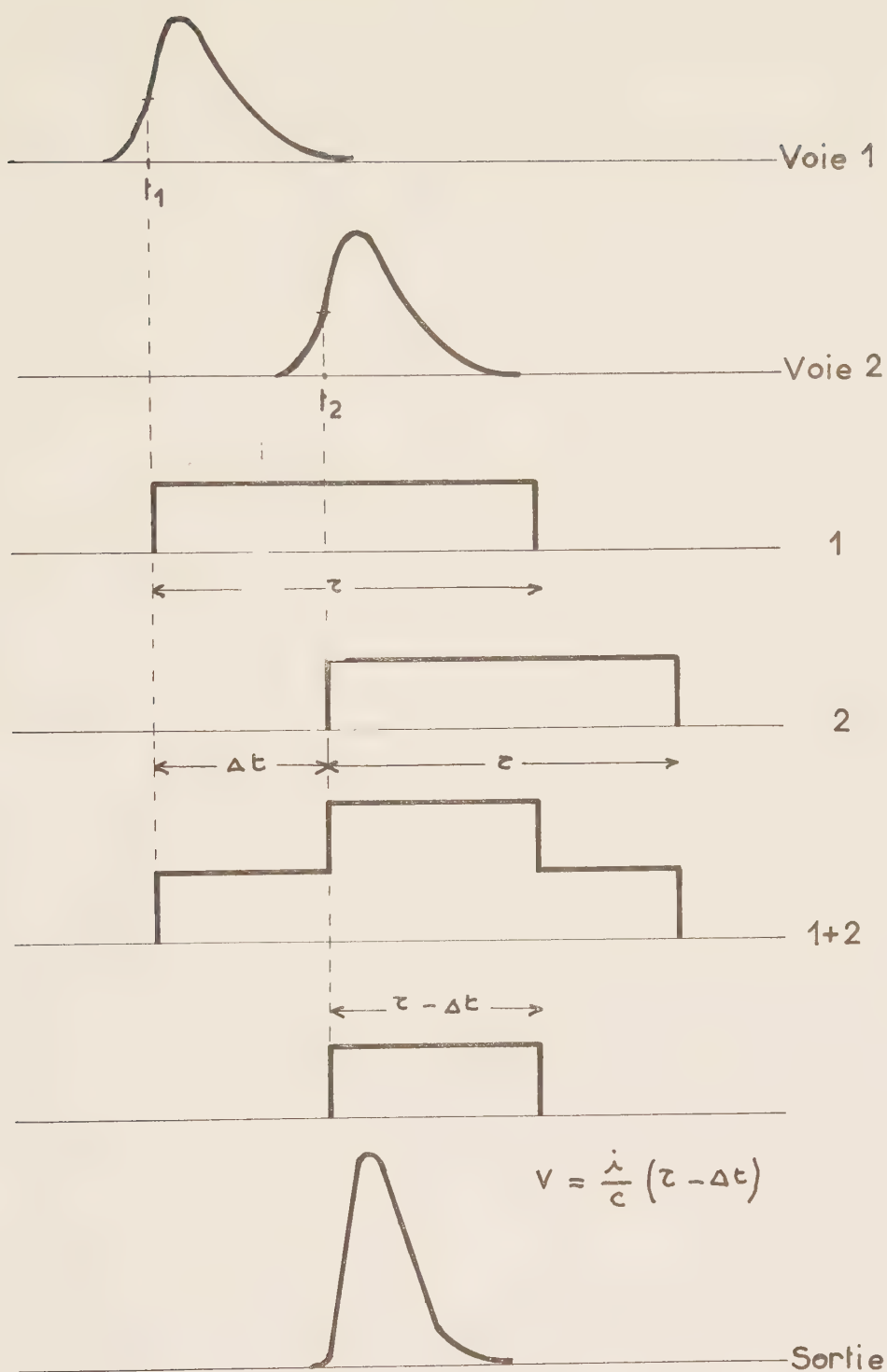
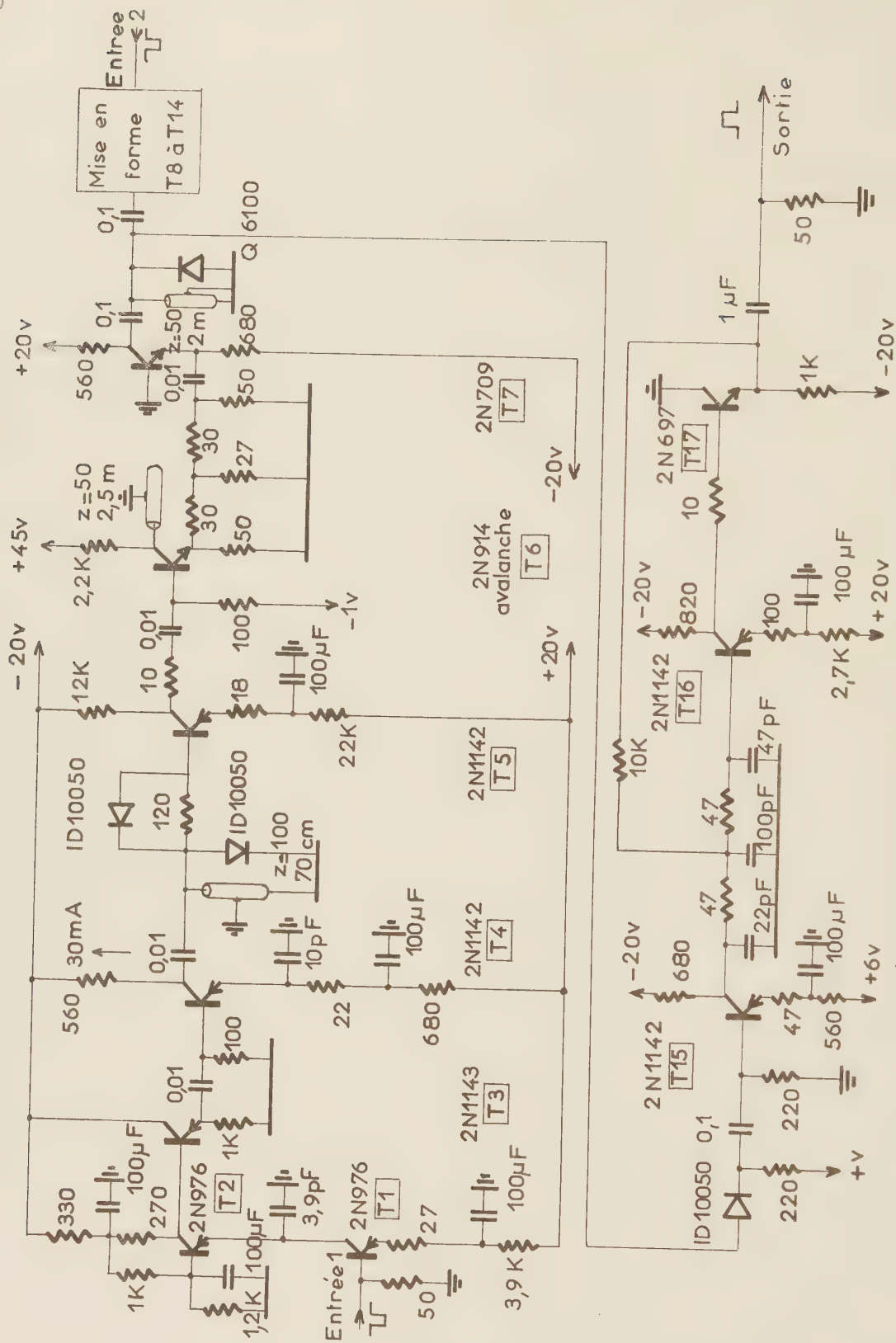


Figure 12. Conversion temps-amplitude.



3^o - Circuits annexes

L'ensemble électronique utilisé est du type classique, lent-rapide (1). La figure 5 en donne le diagramme.

La source est montée directement sur un scintillateur mince sur le phototube correspondant à la voie bêta. L'autre photomultiplicateur est monté avec un scintillateur NaI (TI) ou plastique suivant le cas. On place un absorbant convenable (Aluminium) pour arrêter les particules bêta devant le détecteur correspondant à la voie gamma.

Les impulsions négatives prises sur l'anode des phototubes sont envoyées directement sur le convertisseur temps-amplitude.

Les impulsions positives prises sur la dernière dynode dans le cas des 56 AVP ou sur la 11ème dynode dans le cas des XP 1020 et synchrones des impulsions négatives, sont amplifiées par un amplificateur de 5 MHz de bande à gain variable de 10 à 10 000.

Après amplification les impulsions attaquent un sélecteur à bande et à seuil réglable. Ce sélecteur fournit des impulsions négatives standardisées pour toute impulsion dont l'amplitude est comprise dans la bande choisie.

Ces impulsions de sortie attaquent un circuit de coïncidences de 150 ns. de temps de résolution. Le schéma de ce circuit à transistors est donné figure 14. Il délivre des impulsions mises en forme (largeur 2 ns. amplitude 10 v. négatif) destinées à ouvrir la porte du sélecteur multicanaux.

Le sélecteur utilisé est un 400 canaux SA 40 Intertechnique qui accepte des impulsions positives d'amplitude maximum 8 v.. Lors de la mesure on utilise l'amplificateur interne du sélecteur qui permet d'ajuster le niveau des impulsions à la gamme couverte.

Le sélecteur possède une stabilité inférieure à un canal pour 24 heures, la linéarité intégrale est meilleure que 0,5 % et la linéarité différentielle meilleure que 2 %.

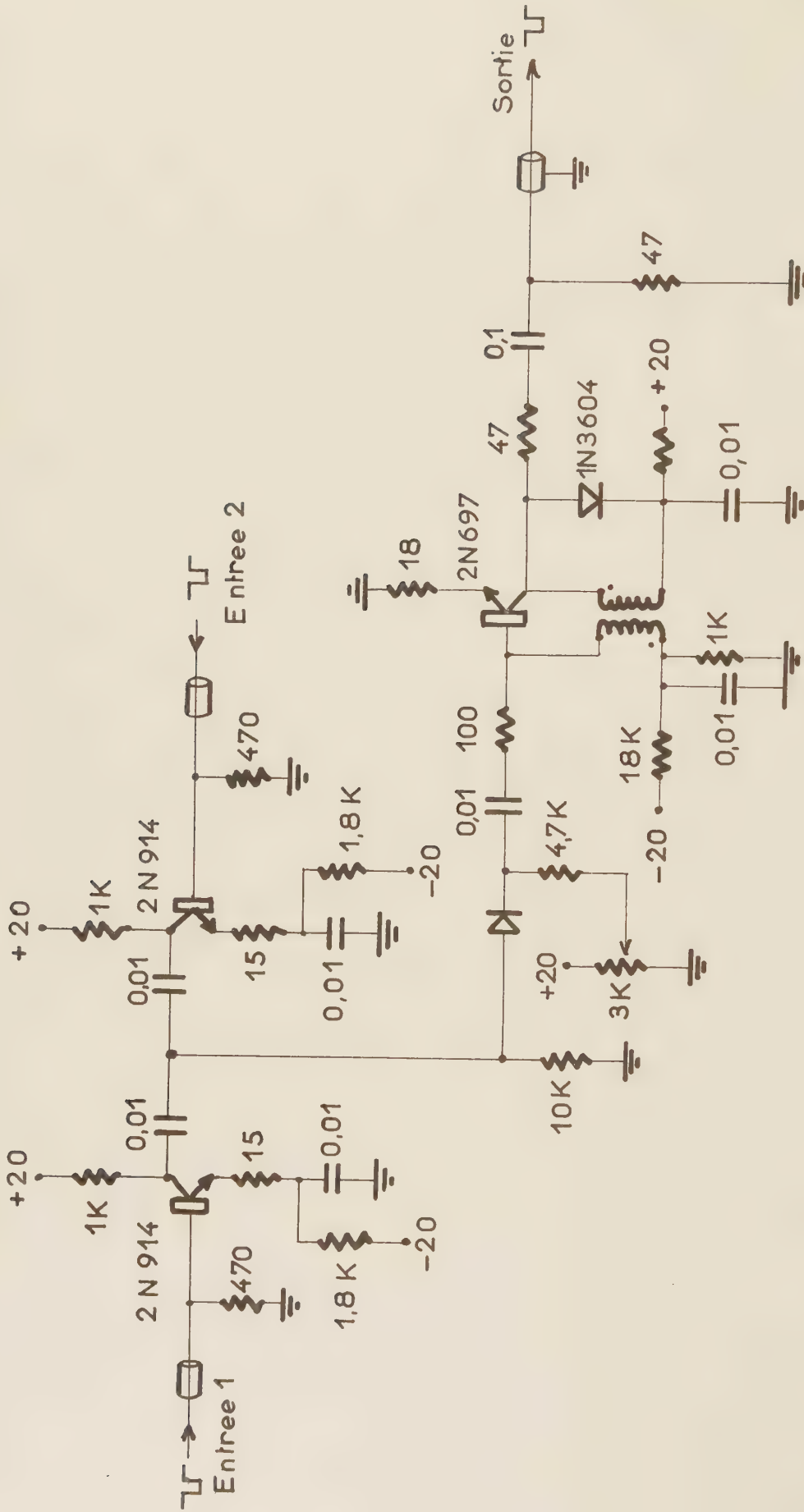


Figure 14. Circuit de coincidence

II - PERFORMANCES

Les résolutions en temps (largeur à mi hauteur) obtenues avec des scintillateurs plastiques NE 102 A ($1 \frac{1}{2}$ " $\times$ $1 \frac{1}{2}$ ") montés sur des photomultiplicateurs 56 AVP sont les suivantes (figure 15) :

$$2 \tau_0 = 7.10^{-10} \text{ sec.} \quad \text{pour le Na 22}$$

$$2 \tau_0 = 4,8 . 10^{-10} \text{ sec.} \quad \text{pour le Co 60}$$

La meilleure pente des courbes de résolution à 500 KeV a été obtenue pour des impulsions de 1 v. de hauteur environ.

Cette pente est $T = 1,2.10^{-10}$ sec.



Figure 19 - Résolution (Co 60.XP1020)

$$1 \text{ canal} = 2,4 . 10^{-12} \text{ sec.}$$

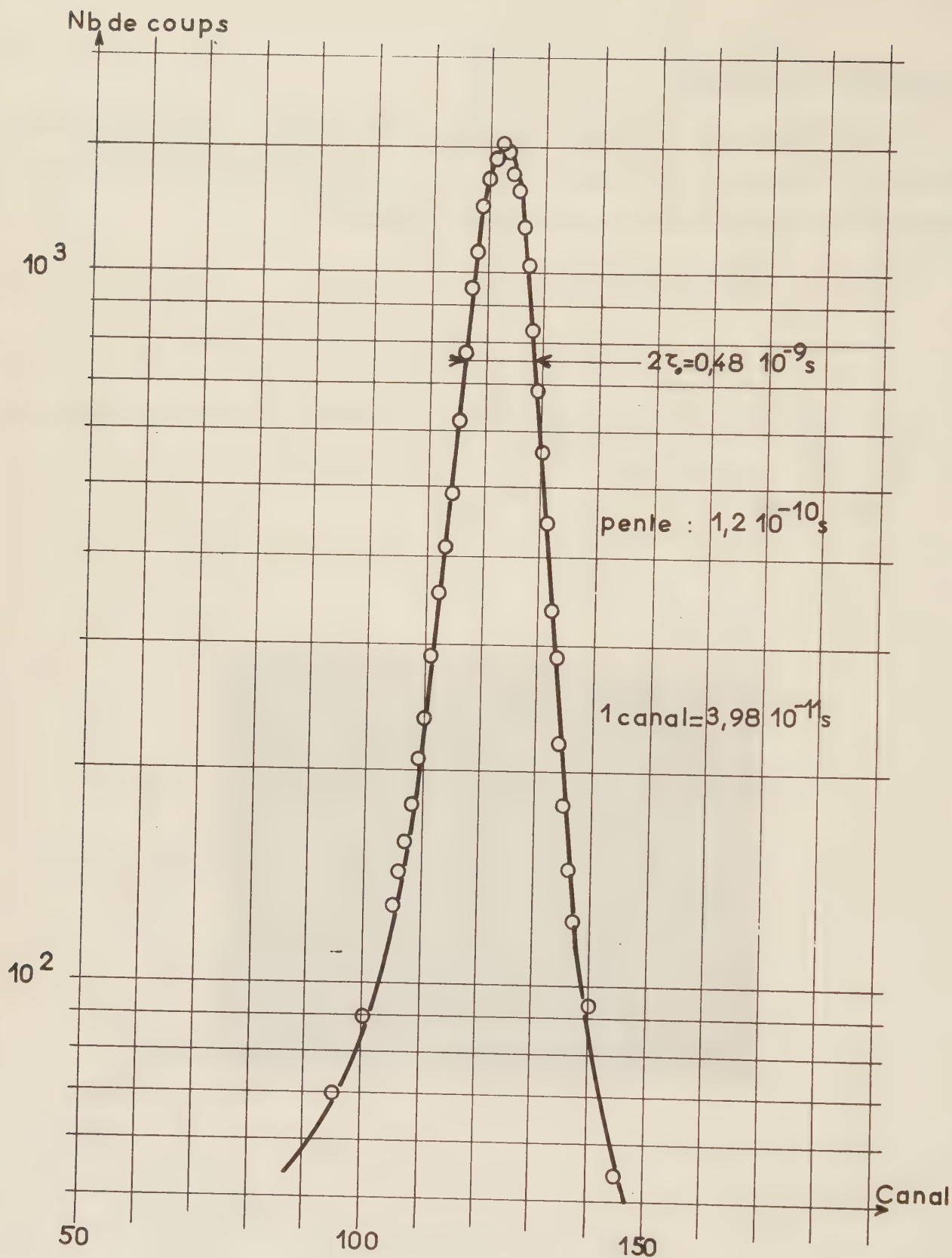


Figure 15.

Courbe de resolution . source Co 60
 Photomultiplicateurs 56 AVP. Scintillateurs NE 102A

Les variations de la largeur à mi-hauteur des courbes de résolution et de la pente ont été tracées en fonction de la hauteur des impulsions sélectionnées (figures 16 et 17).

La résolution électronique du convertisseur temps-amplitude est :

$$2 \tau_1 = 1,9 \cdot 10^{-11} \text{ s.}$$

Elle a été obtenue en envoyant des impulsions de 2 v. sur les deux entrées (figure 18).

Avec des photomultiplicateurs XP 1020 et des scintillateurs plastiques NE 102 A ($\frac{1}{2}$ " $\times$ $\frac{1}{2}$ ") nous avons obtenu une résolution de $2 \tau_0 = 2,7 \cdot 10^{-10}$ pour le cobalt Co 60.

La meilleure pente obtenue est, à 0,6 MeV, de $5 \cdot 10^{-11}$ s. avec ces photomultiplicateurs.

La stabilité en temps du convertisseur temps-amplitude est de l'ordre de $4 \cdot 10^{-11}$ s./ par jour.

Son coefficient de température est de $3,5 \cdot 10^{-12}$ s./par 0°C à 25°C et de $7 \cdot 10^{-12}$ s/ par 0°C à 45°C .

La gamme d'utilisation du convertisseur temps-amplitude est de 15 ns. la courbe de conversion est donnée figure 20, la linéarité intégrale est satisfaisante (1 % environ) dans la zone d'utilisation.

III - ETALONNAGE EN TEMPS

Pour étalonner l'appareillage au cours d'une mesure on utilise un châssis comprenant des câbles de longueur connue . Au cours de la mesure on insère ces câbles au moyen de contacteurs coaxiaux sur une voie entre le photomultiplicateur et le convertisseur temps-amplitude et l'on mesure le déplacement obtenu.

Pour cet étalonnage on a utilisé, soit le déplacement du centre de gravité d'une courbe de coïncidence obtenue à l'aide d'une source radioactive, soit le déplacement d'un pic obtenu à l'aide d'impulsions fournies par

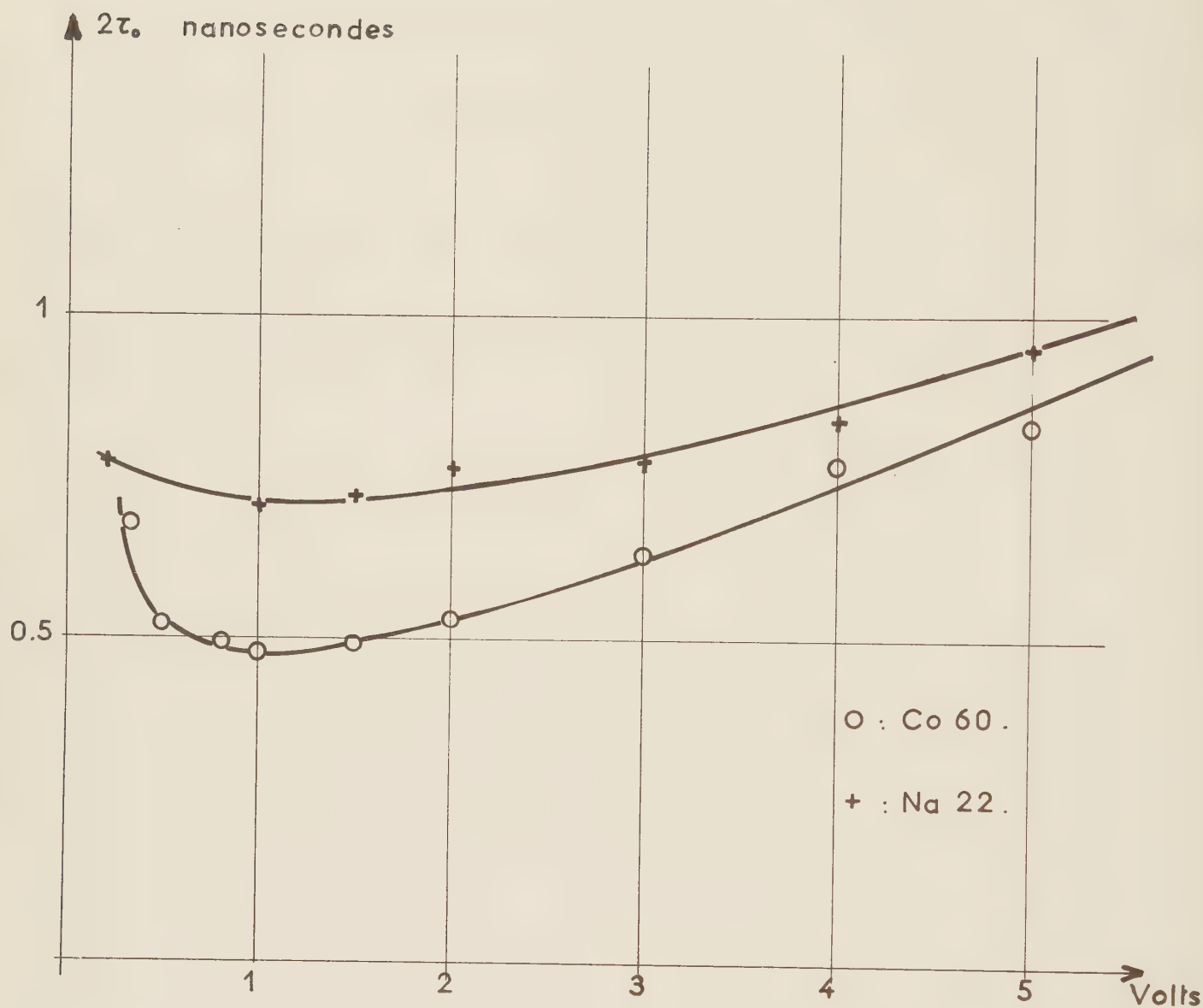


Figure 16 - Variation de la largeur à mi hauteur des courbes de résolution en fonction de la hauteur des impulsions.

- Photomultiplicateurs : 56 AVP - Scintillateurs plastiques
Sélection latérale $\Delta V = 6\%$.

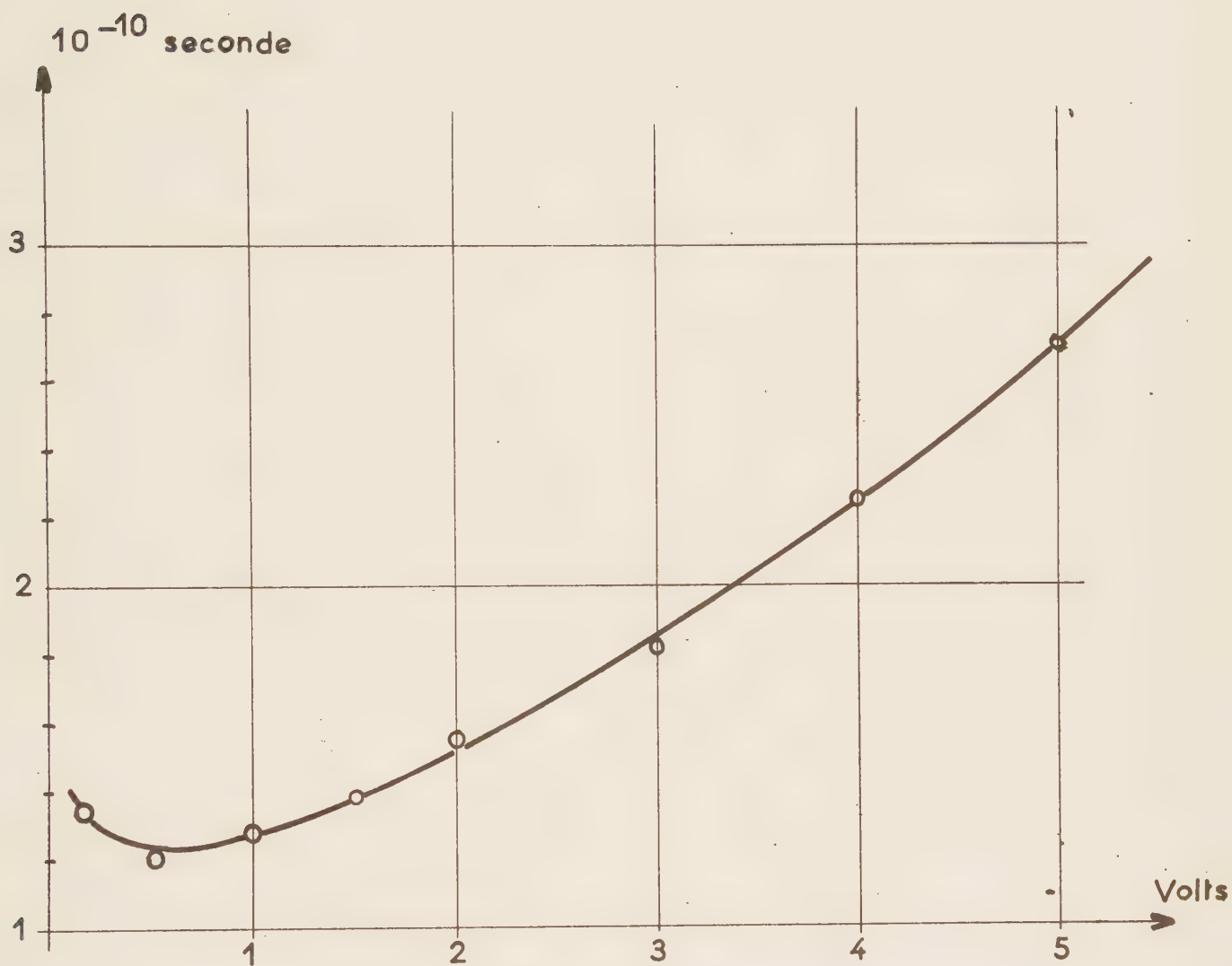


Figure 17 - Variation de la pente des courbes de résolution en fonction de la hauteur des impulsions.

- Source Na 22 $\Delta V = 6\%$

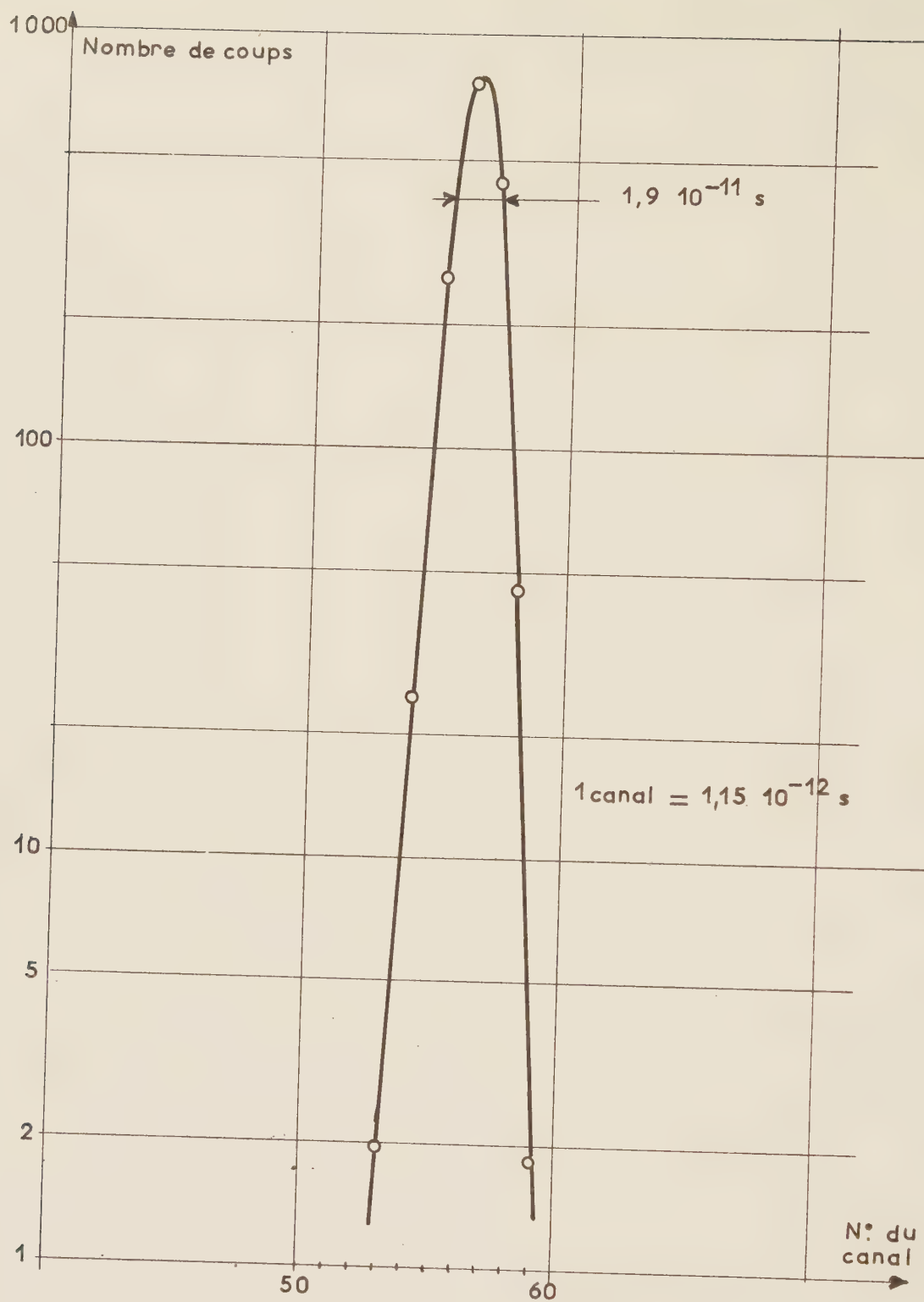


Figure 18. Resolution électronique.

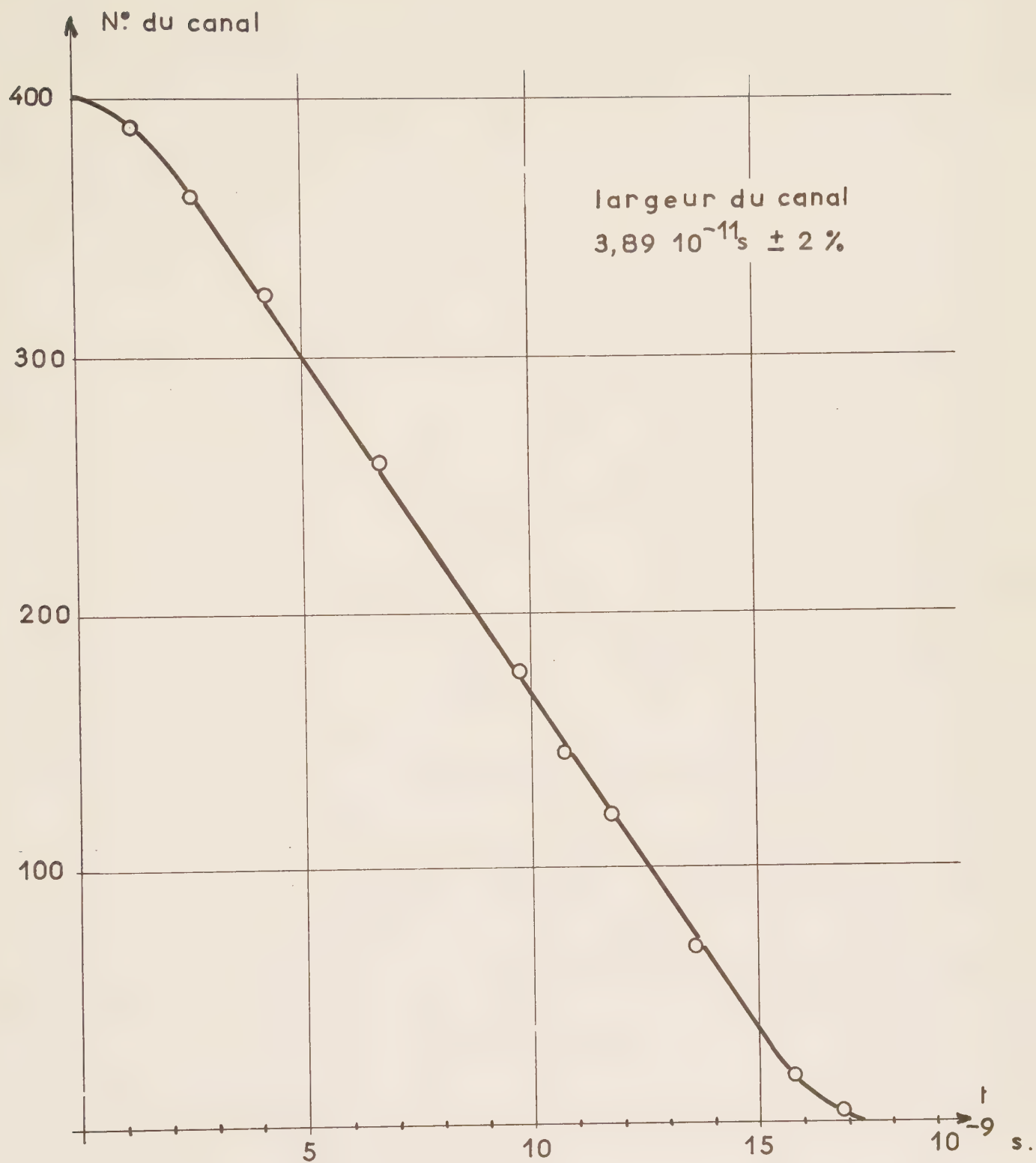


Figure 20. Courbe de conversion temps-amplitude.

un générateur et que l'on envoyait sur le convertisseur temps-amplitude.

Cette seconde méthode qui donne les mêmes résultats que la première est bien plus rapide.

Les propriétés électriques des câbles n'étant pas constantes à cause des inhomogénéités du matériau, nous avons mesuré le retard introduit par les câbles montés sur des contacteurs coaxiaux (figure 21), au moyen d'une méthode de déphasage à haute fréquence.

Nous donnons le schéma du montage figure 22.

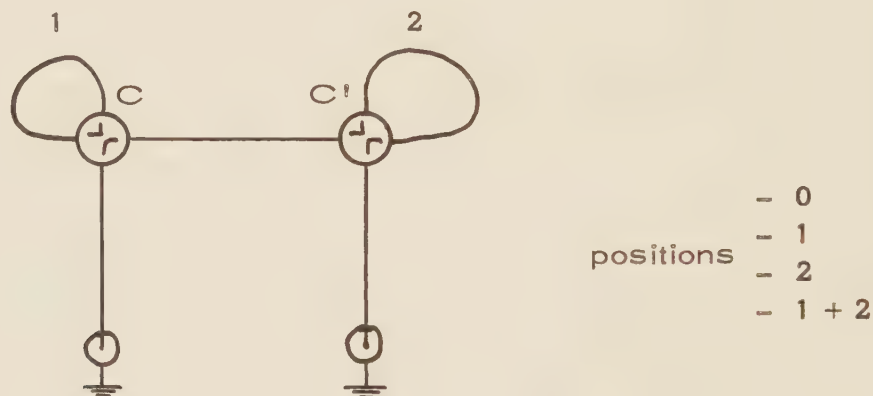


Figure 21 - Châssis à retards calibrés
 câbles 50 Ω CPH Amphenol RG 58 A/U
 C C' : Contacteurs coaxiaux Ottawa 1062

Un générateur haute fréquence attaque une ligne adaptée sur 50 ohms à deux voies de longueurs différentes. On mélange de nouveau les deux fréquences déphasées à l'aide de l'aiguilleur B.

On règle la fréquence afin qu'il y ait un déphasage π entre les deux voies, donc un minimum détectable avec un millivoltmètre nanti d'une sonde, ou avec un oscilloscope à échantillonnage. Ce déphasage π correspond au

premier minimum obtenu pour la fréquence la plus basse. Les minimum suivants correspondent aux déphasages $(2n + 1) \pi$.

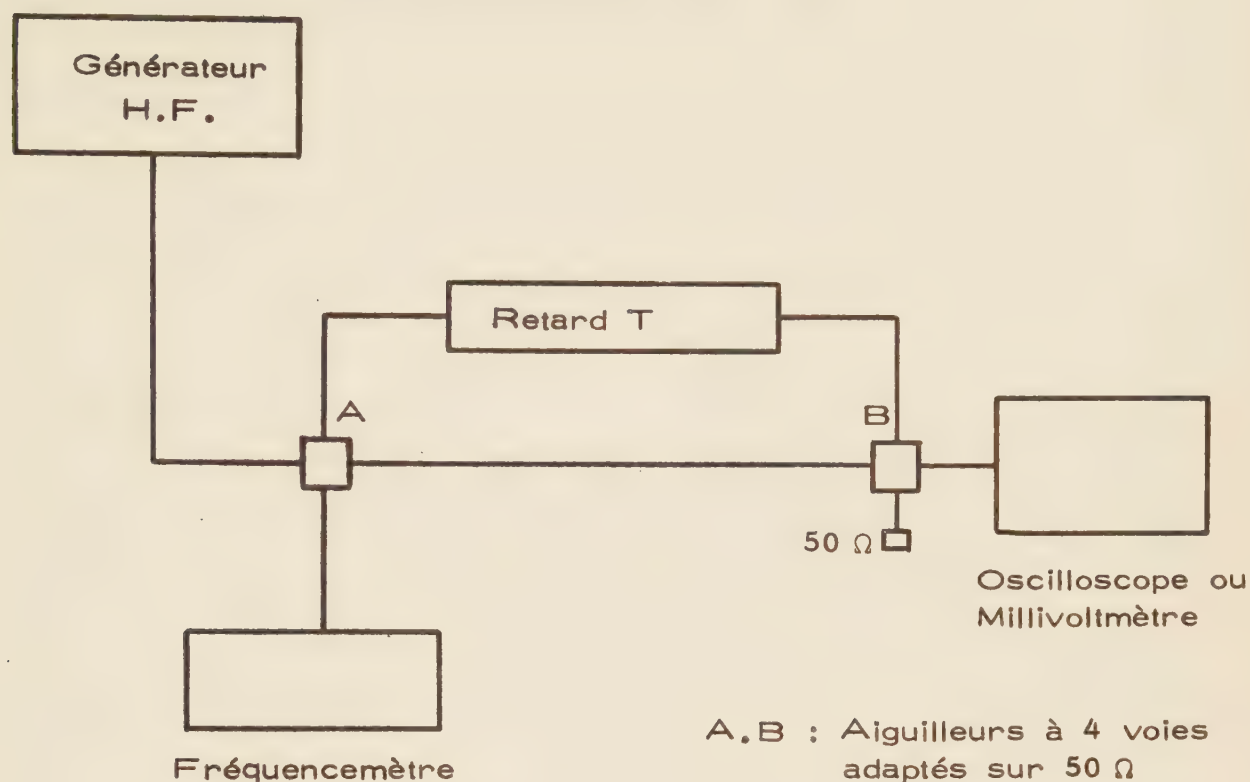


Figure 22

On introduit alors le retard à mesurer sur une voie et on cherche la nouvelle fréquence correspondant au même minimum.

Pour cela le retard est introduit sur la voie longue, le nouveau minimum sera à une fréquence plus basse.

Le retard introduit est alors donné par :

$$T = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} \right)$$

Les mesures ont été faites pour des fréquences de l'ordre de 50 à 400 MHz.

La fréquence est donnée à 10^{-3} près mais la détection des minimum n'est réalisable qu'à 1/100 près ce qui diminue la précision de la mesure.

Les mesures faites aux différentes fréquences donnent des résultats qui se recoupent bien.

Les retards que nous avons utilisés sont :

1	1,23	.	10^{-9} s	$\pm$	0,02
2	2,20	.	10^{-9} s	$\pm$	0,04
1 + 2	3,42	.	10^{-9} s	$\pm$	0,06

CHAPITRE V

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous donnons dans ce chapitre la description des conditions dans lesquelles ont été effectuées nos mesures et les résultats que nous avons obtenus.

Nous avons mesuré les vies moyennes des niveaux excités suivants :

- 1° - Premier niveau à 84 KeV de l'Ytterbium 170
- 2° - Premier niveau à 137 KeV de l'Osmium 186
- 3° - Premier niveau à 279 Kev du Thallium 203
- 4° - Premier niveau à 100 KeV du Tungstène 182
- 5° - Niveau excité à 1290 KeV du Tungstène 182

I - PERIODE DU NIVEAU EXCITE A 84 KeV DE L'YTTERBIUM 170

Nous disposons pour cette mesure de Thullium 170 de période 127 jours, sous forme d'oxyde $Tm^{23}O_3$ fourni par le Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay. Nous avons déposé cette source sur un scintillateur plastique mince.

Nous indiquons figure 23 le schéma de décroissance du Thullium 170

d'après Graham et collaborateurs (18).

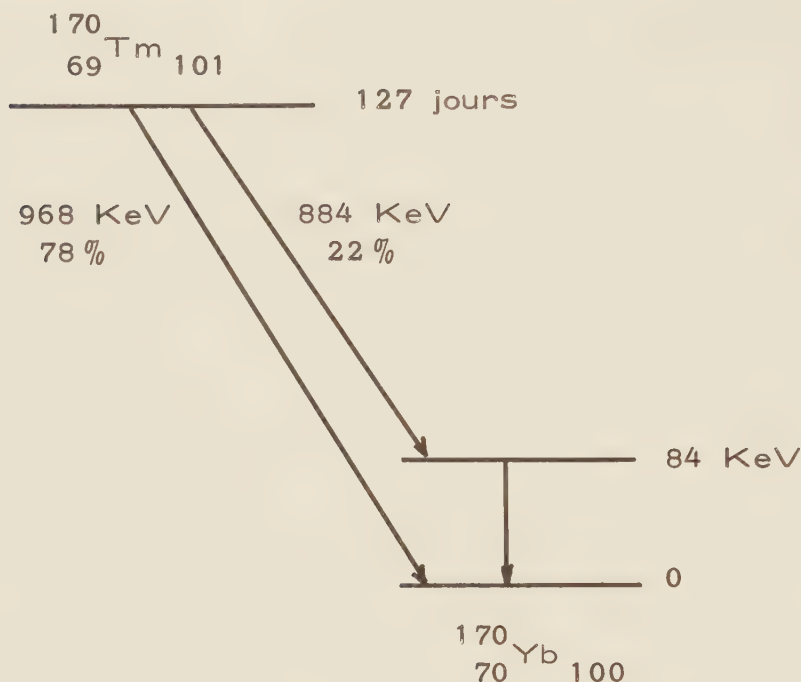


Figure 23

Lors de la mesure nous avons sélectionné une large portion de spectre bêta par un scintillateur plastique associé à un phototube 56 AVP. Sur la voie gamma nous nous sommes placé, avec une bande plus étroite, au maximum du front compton; les rayonnements gamma étaient détectés au moyen d'un scintillateur plastique NE 102 A ($1'' \times 1 \frac{1}{2}''$) associé à un photomultiplicateur 56 AVP. Les figures 24 et 25 donnent les spectres latéraux obtenus et les sélections en énergie effectuées.

Le bruit était assez important vu la faiblesse de l'énergie gamma détectée. Nous avons relevé ce bruit pour chaque manipulation, dans les mêmes conditions avec un retard de 40 ns. sur l'une des voies afin de le soustraire lors du calcul de la pente.

Les différents résultats obtenus sont assez groupés. En en faisant

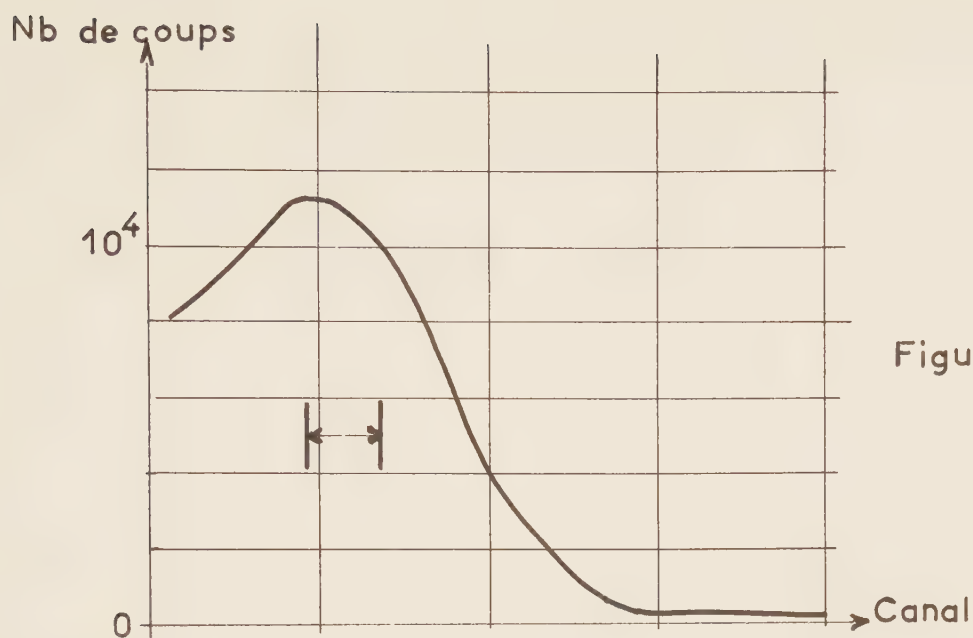


Figure 24

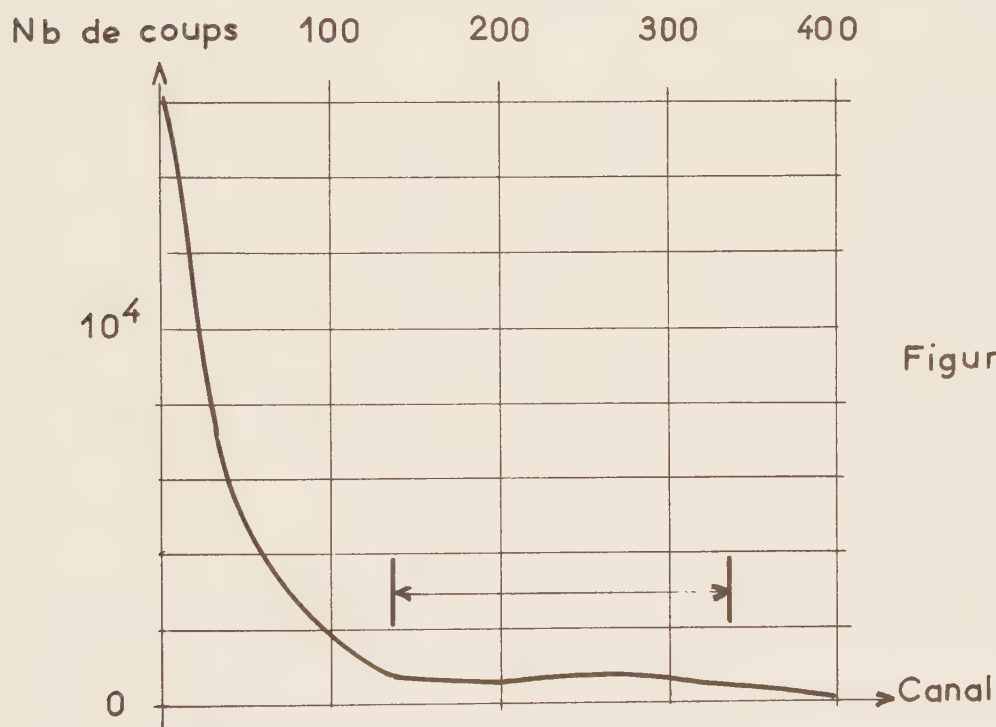
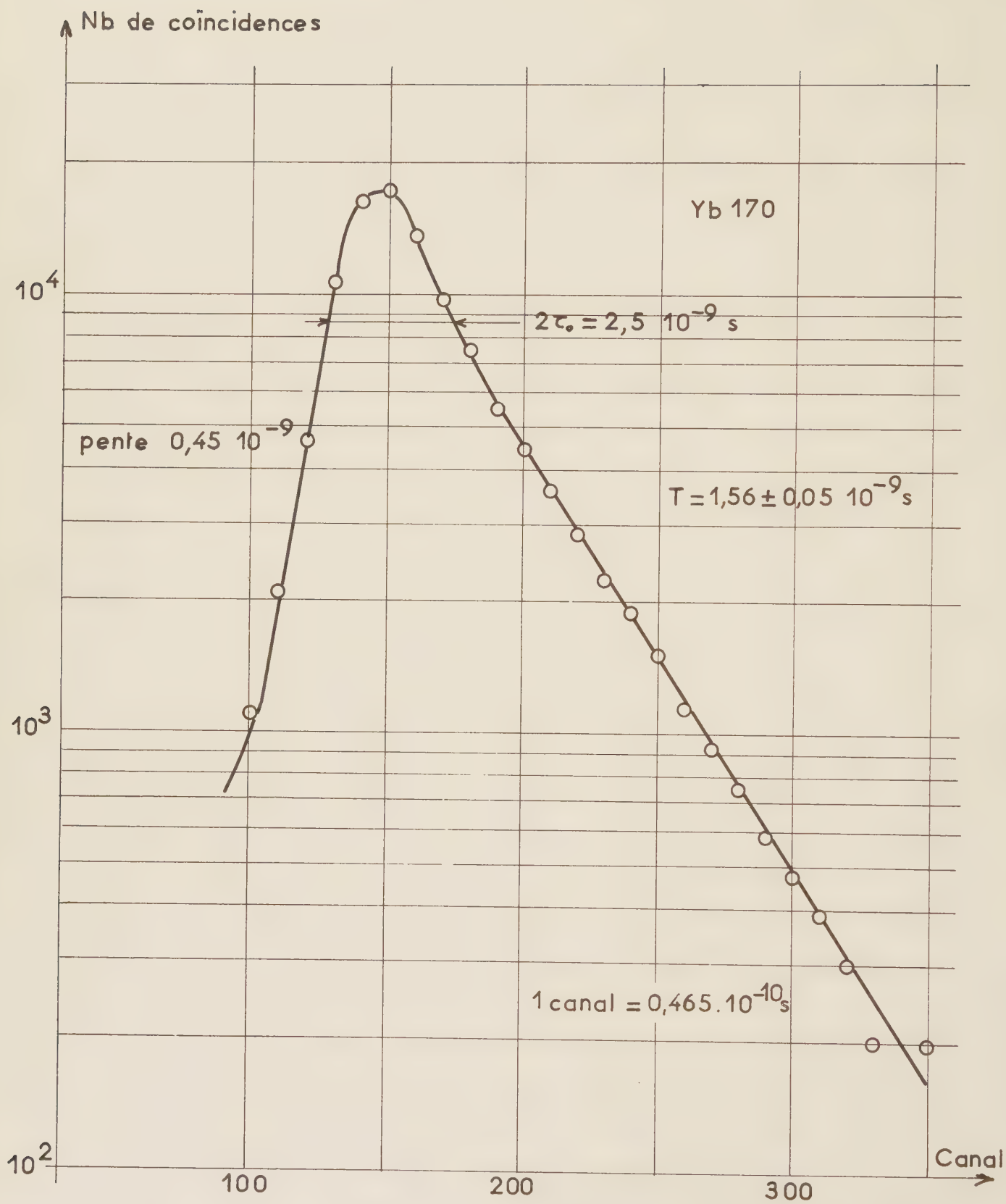


Figure 25

Yb 170. Sélections latérales.

Figure 25 : Spectre β .

Figure 24 : Spectre γ .



la moyenne pondérée nous avons obtenu pour la vie moyenne du niveau excité à 84 KeV du Yb 170 la valeur $\tau = 2,08$ avec une précision de 3 %, ce qui donne pour la valeur de la période de ce niveau :

$$T = (1,56 \pm 0,05) \cdot 10^{-9} \text{ s.}$$

Cette valeur est en accord avec les plus récentes mesures publiées que nous citons ci-dessous :

Graham - Bell - Wolfson (18)	1952	$1,57 \pm 0,05$	(coïncidence βe^- pente)
Manquenouille (19)	1952	$1,62 \pm 0,07$	(coïncidence $\beta \gamma$ pente)
Fossan - Herskind (20)	1963	$1,47 \pm 0,04$	(coïncidence βe^- pente)

II - PERIODE DU PREMIER NIVEAU EXCITE DE L'OSMIUM 186

Nous disposons de Rhénium 186 fourni par le Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay. Cette source radioactive comportait aussi comme radioélément parasite du Rhénium 188, puisque les deux isotopes Re 185 et Re 186 ne sont pas séparés avant activation. Mais le Rhénium 188 a une période de 17 heures alors que la période du Rhénium 186 est de 90 heures.

Nous avons attendu une dizaine de périodes du Rhénium 188 avant d'effectuer notre mesure, l'activité du radioélément parasite avait alors assez diminué pour être négligeable.

Le schéma de décroissance du Rhénium 186 d'après Porter et ses collaborateurs (21) est donné figure 27.

Le niveau de 137 KeV est obtenu principalement par décroissance bêta (22 % de la décroissance totale) alors que 0,1 % seulement, alimente le niveau à 764 KeV qui à son tour conduit au niveau excité par une transition gamma de 627 KeV.

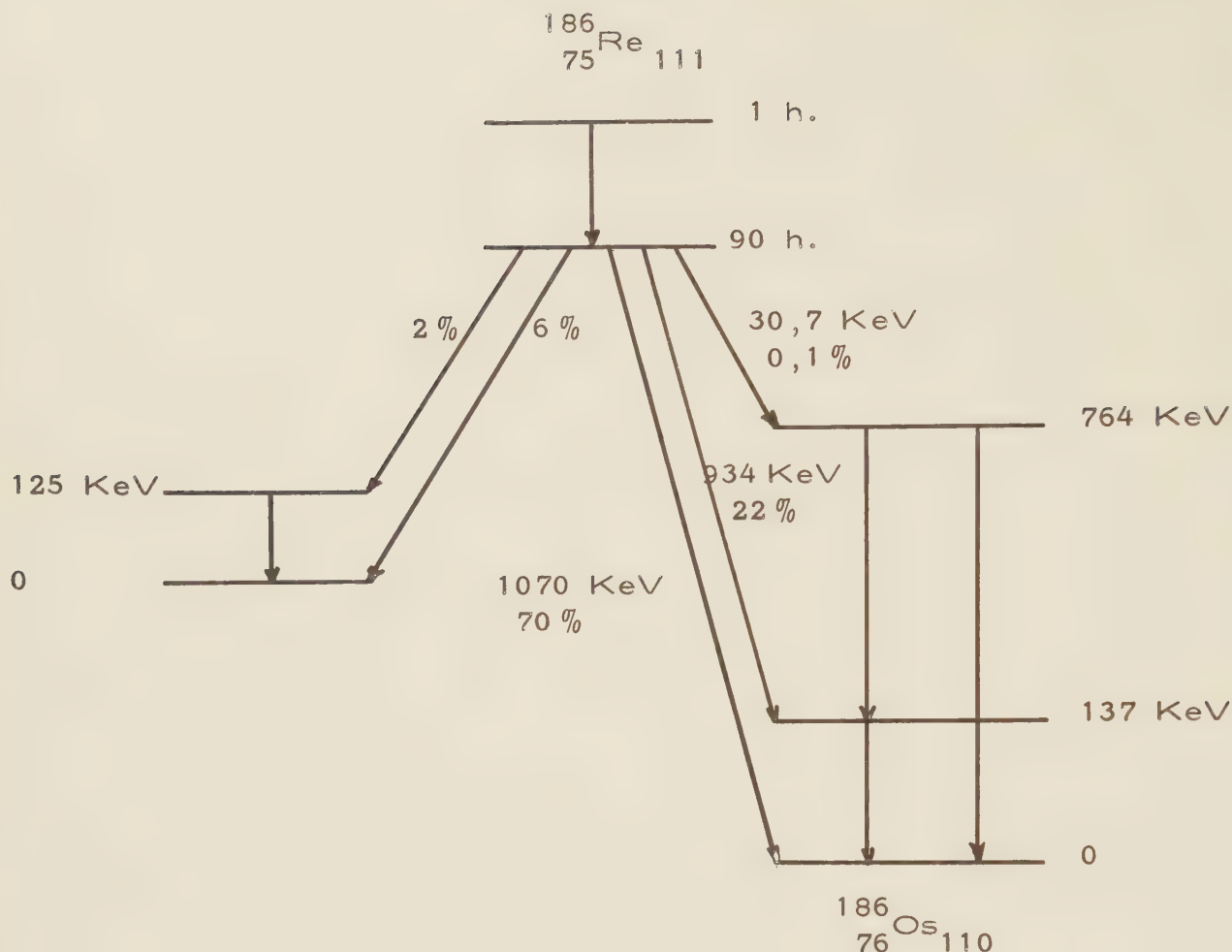


Figure 27

Pour notre mesure nous avons utilisé des scintillateurs plastiques NE 102 A.

La source de Re 186 était déposée directement sur un scintillateur plastique mince (2 mm) qui détectait les bêta et sur l'autre voie (voie gamma), les rayonnements traversant un écran d'aluminium afin d'arrêter les particules bêta étaient détectés par des scintillateurs plastiques de 1" x 1".

Le spectre gamma n'est pratiquement dû qu'au niveau de 137 KeV le sélecteur à bande était réglé pour n'accepter que le front compton (figure 29).

Sur la voie bêta nous nous plaçons assez haut en énergie avec

Figure 28
Spectre β .

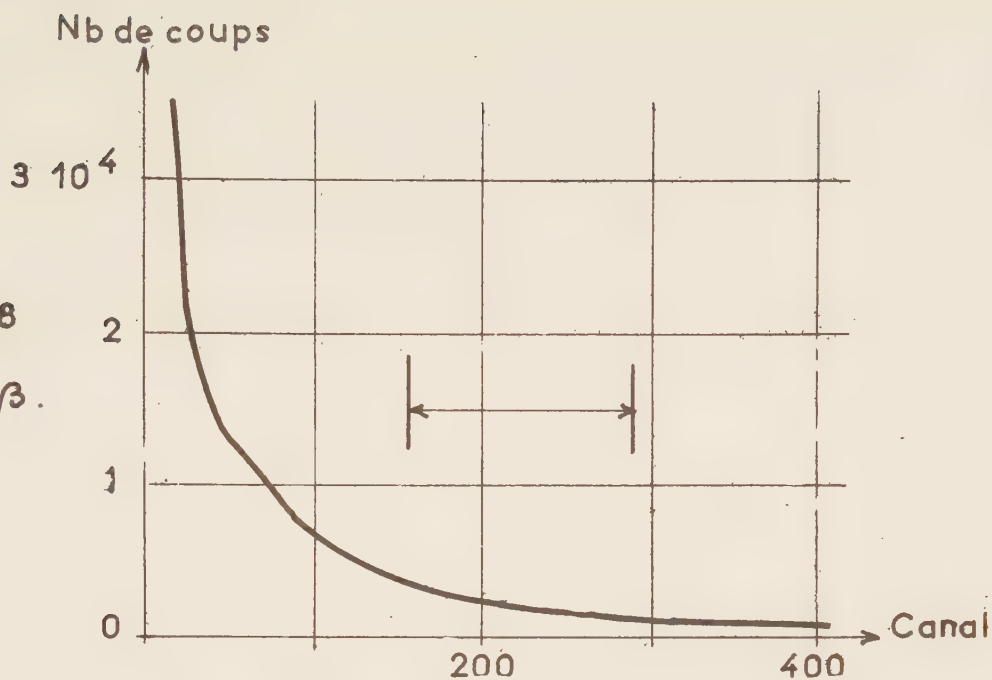
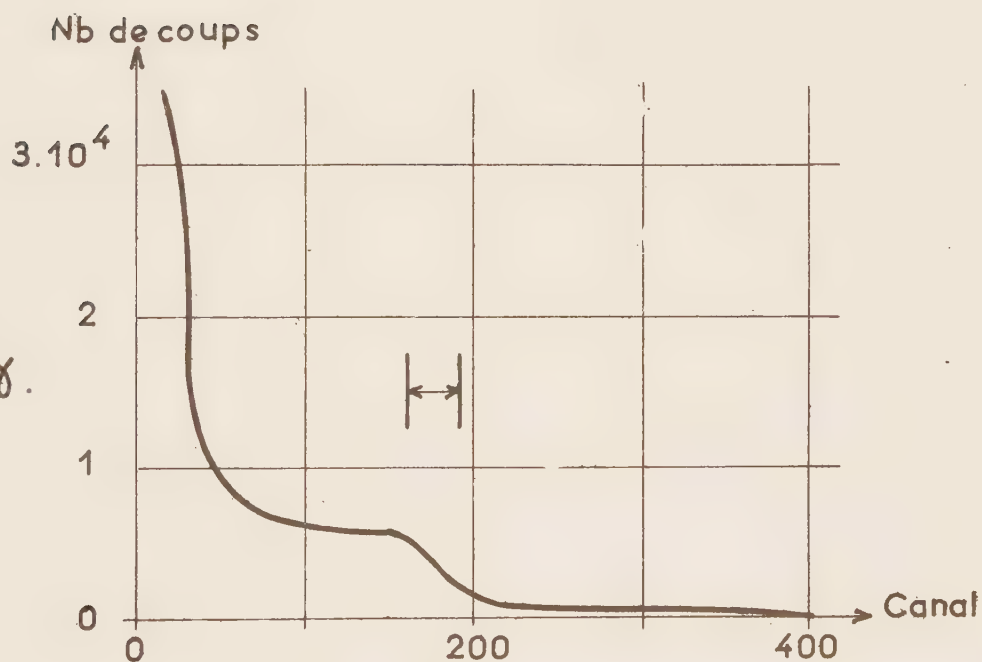


Figure 29
Spectre γ .



Re 186 Spectres β et γ . Sélections d'énergie effectuées

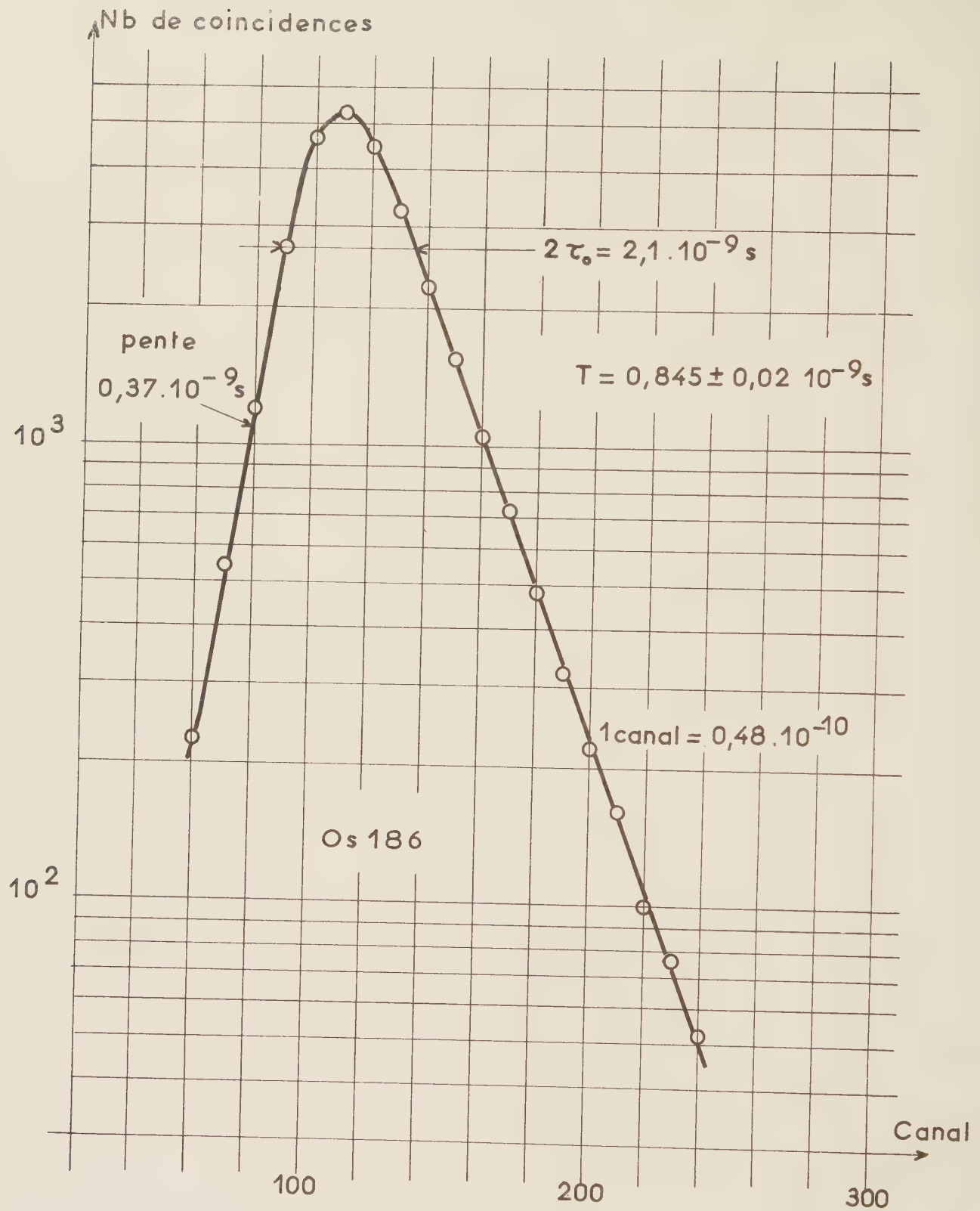


Figure 30. Période du niveau excité à 137 keV de Os 186

une bande relativement large (figure 28) pour éviter de prendre les électrons de conversion dus au niveau de 137 KeV qui est fortement converti.

Nous avons obtenu pour la vie moyenne du premier niveau excité de l'Osmium 186 la valeur $\tau = 1,22 \pm 0,03 \cdot 10^{-9}$ s. ce qui donne pour la période la valeur :

$$T = (0,845 \pm 0,02) \cdot 10^{-9} \text{ s.}$$

Cette valeur est en bon accord avec les mesures les plus précises.

Nous en donnons une liste ci-dessous :

Berlovich	(22)	1958	$0,6 \pm 0,02$	coïncidence
Durham	(23)	1959	$5,1 \pm 1,5$	excitation coulombienne
Bashandy	(24)	1962	$0,87 \pm 0,04$	pente centre gravité
Fossan	(20)	1962	$0,82 \pm 0,03$	pente

III - PERIODE DU NIVEAU A 279 KeV DU THALLIUM 203

Le niveau à 279 KeV du Thallium 203 a été étudié par différentes méthodes : coïncidences retardées, diffusion résonnante, excitation coulombienne. Les déterminations les plus précises ont été faites par des mesures de coïncidences retardées.

Nous avons utilisé le Mercure Hg 203 de période 47 jours qui par désintégration bêta donne le niveau excité à 279 KeV du Thallium 203. Le schéma de décroissance établi par Siegbahn (25) est particulièrement simple. (figure 31)

Il consiste en un seul groupe de bêta d'énergie maximum 207 KeV suivi par une transition gamma de 279 KeV de sorte que la mesure peut

être faite sans ambiguïté.

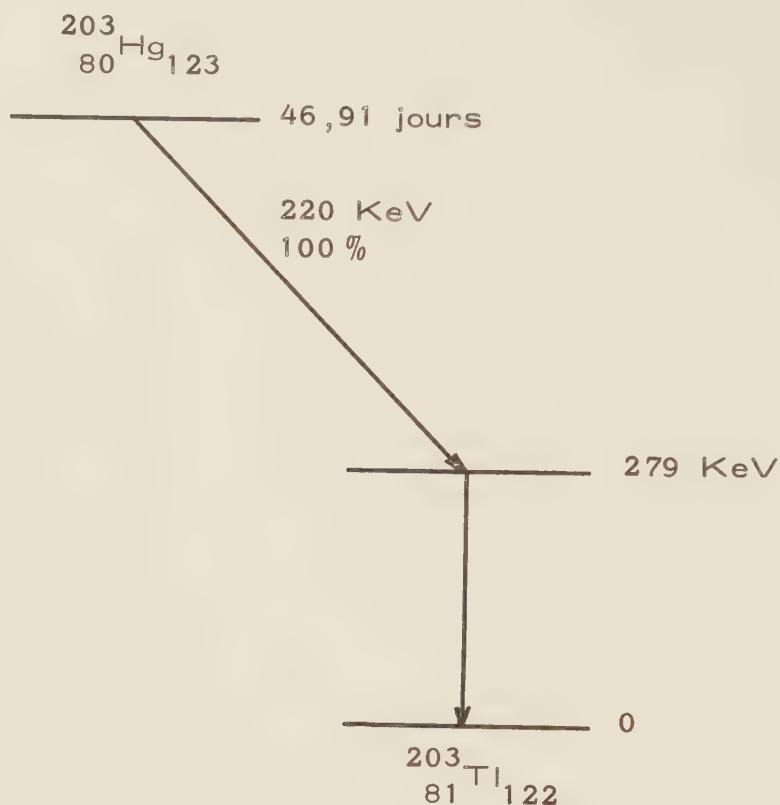


Figure 31

La source de Mercure 203 fournie par le Commissariat à l'Energie Atomique sous forme pulvérulente était déposée directement sur un scintillateur plastique mince (2 mm d'épaisseur, 2,5 cm de diamètre). Un écran d'aluminium placé sur la voie gamma arrêta les particules bêta et un scintillateur plastique de 3 cm x 2,5 cm était utilisé pour détecter les gamma.

Les photomultiplicateurs utilisés étaient des 56 AVP, polarisés par 100 v. de tension positive, 1180 v. de tension négative sur la voie gamma et 1130 v. sur la voie bêta.

Afin d'obtenir des temps de résolution suffisamment courts on imposait sur les deux voies latérales des bandes de sélection d'énergie étroites (environ 5 %). (figures 32 et 33)

Figure 32
Spectre γ .

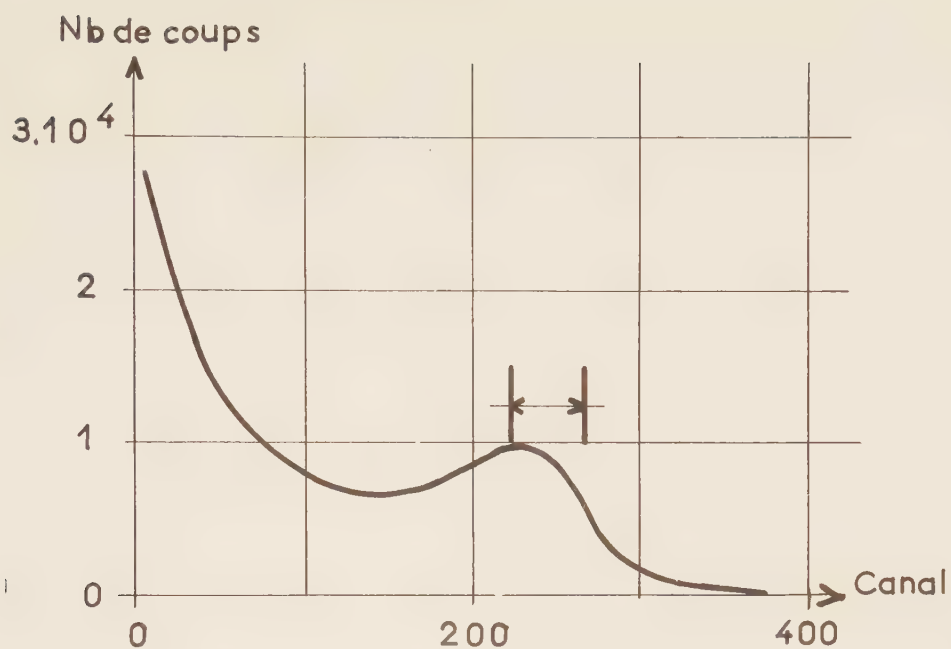
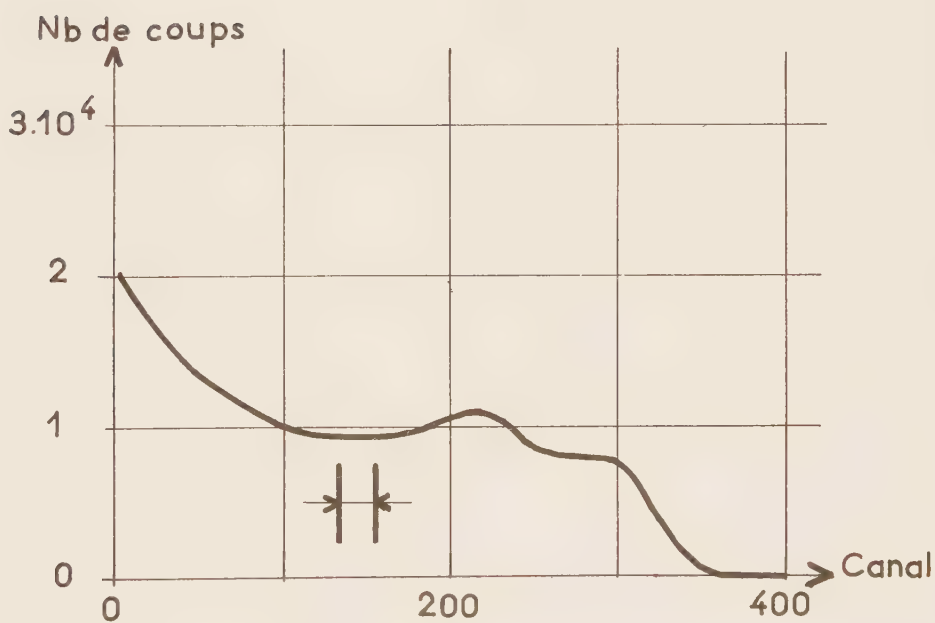


Figure 33
Spectre β .



Tl 203. Spectres et sélections d'énergie.

Nous donnons une des courbes obtenues, figure 34.

La valeur de la vie moyenne déduite des mesures de pente est :

$$\tau = (4,07 \pm 0,10) \cdot 10^{-10} \text{ s.}$$

La période du niveau à 279 KeV est alors :

$$T = (2,83 \pm 0,07) \cdot 10^{-10} \text{ s.}$$

Nous donnons ci-dessous les différentes valeurs obtenues pour cette période : (26)

Azuma et Lewis	1955	2,1	$\pm$	0,7	centre gravité
Berlovich et Dubinkin	1957	2,9	$\pm$	0,3	centre gravité
Ewan et Graham	1957	2,5	$\pm$	0,7	centre gravité
Bashandy	1960	2,9	$\pm$	0,2	centre gravité
Manquenouille	1960	2,83	$\pm$	0,17	pente
Schwarzschild	1961	2,81	$\pm$	0,06	pente
Bell	1961	2,82	$\pm$	0,08	pente
Johanson	1961	2,2	$\pm$	0,3	déflexion
Metzger	1956	2,7	$\pm$	0,5	résonance
Deutchs	1961	2,83	$\pm$	0,14	résonance
Mac Gowan	1958	3,0	$\pm$	0,4	excitation coulombienne

IV - NIVEAUX EXCITES A 100 KEV ET 1290 KEV DU TUNGSTENE 182

Le même radioélément, le Tantale 182 fourni par le Centre de Saclay, nous a servi pour les mesures des périodes des niveaux à 100 KeV et à 1290 KeV du Tungstène 182.

Ce radioélément de période 111 jours présente un schéma de décroissance assez complexe. Les transitions relevées par Murray (27), sont indiquées sur la figure 35.

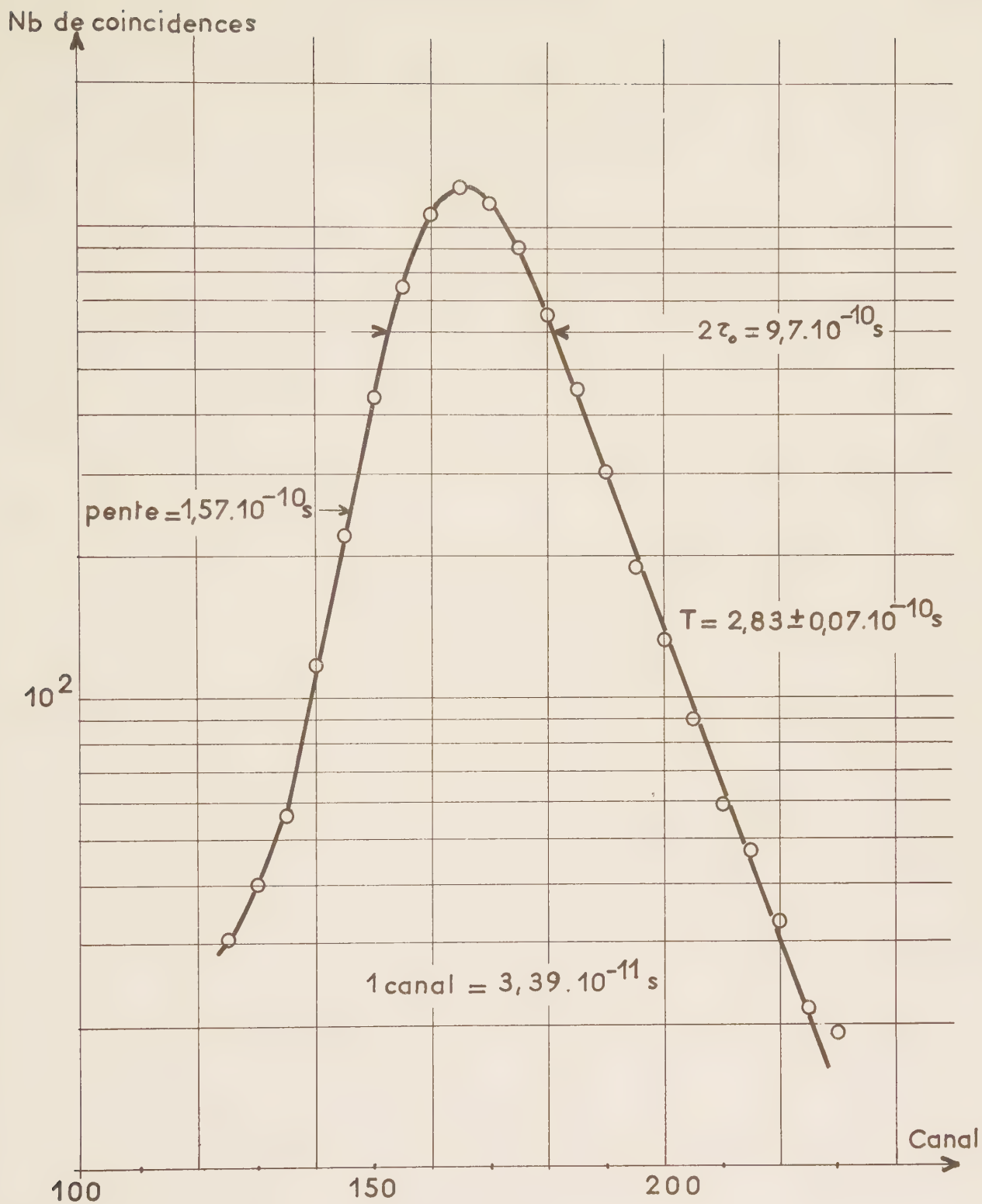


Figure 34. Période du niveau excité à 279keV du Tl 203.

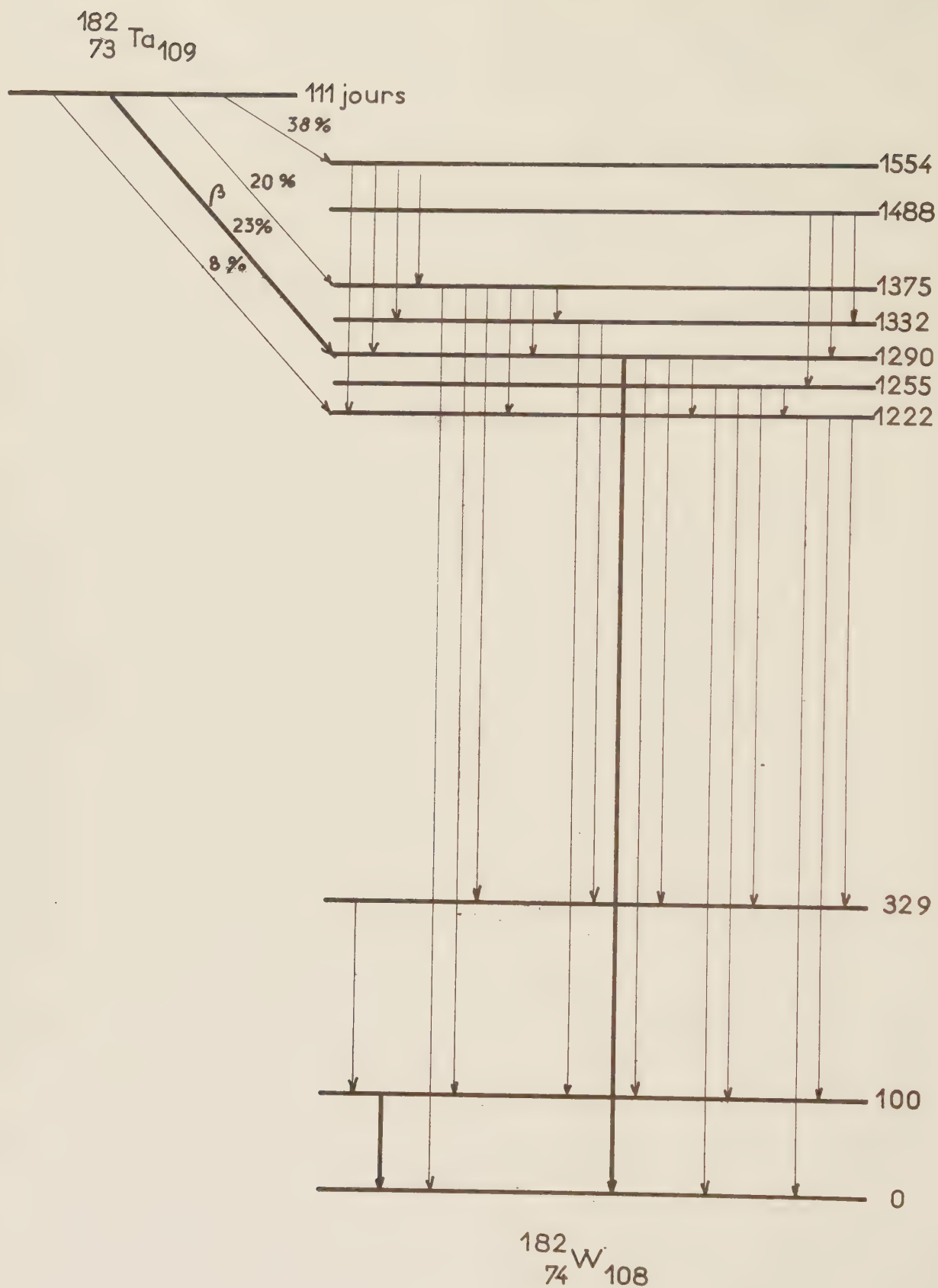


Figure 35. Décroissance du $\text{Ta } 182$

La source ne présentait comme impuretés que du Tantale 183 de période 5 jours dû à une réaction secondaire et qui, vu la différence des périodes ne nous a pas gêné.

Nous avons étudié les coïncidences entre les particules bêta alimentant le niveau à 1290 KeV et les rayons gamma qui en proviennent.

D'autre part, nous avons mesuré la durée de vie du niveau excité à 100 KeV en sélectionnant sur la voie bêta la zone correspondant aux électrons de conversion c'est à dire à une énergie de l'ordre de 30 KeV.

Les bêta de 443 KeV sélectionnés lors de la mesure de la période du niveau à 1290 KeV étaient détectés par un scintillateur plastique de $1'' \times 1'' \frac{1}{2}$.

Pour avoir une résolution en énergie assez fine nous avons utilisé un scintillateur NaI (TI) de $1 \frac{1}{2}'' \times 2''$ pour relever le spectre gamma.

Nous donnons le spectre gamma relevé (figures 36-37 et 38) et les courbes de coïncidence obtenues.

Nous avons obtenu pour la vie moyenne du niveau à 1290 KeV la valeur $\tau = (1,50 \pm 0,05) \cdot 10^{-9} \text{ s}$. ce qui donne pour la période

$$T = (1,04 \pm 0,03) \cdot 10^{-9} \text{ s}.$$

La vie moyenne du niveau à 100 KeV a été mesurée avec une précision nettement moins bonne. Cela est dû au fait que les raies de conversion étaient noyées dans le spectre bêta du Tantale 182.

Le bruit de fond de la mesure était très important, néanmoins notre résultat est en accord avec les mesures les plus récentes.

La valeur obtenue pour la vie moyenne est :

$$\tau = (2,12 \pm 0,13) \cdot 10^{-9} \text{ s}.$$

et la période est :

$$T = (1,47 \pm 0,09) \cdot 10^{-9} \text{ s}.$$

Nb de coups

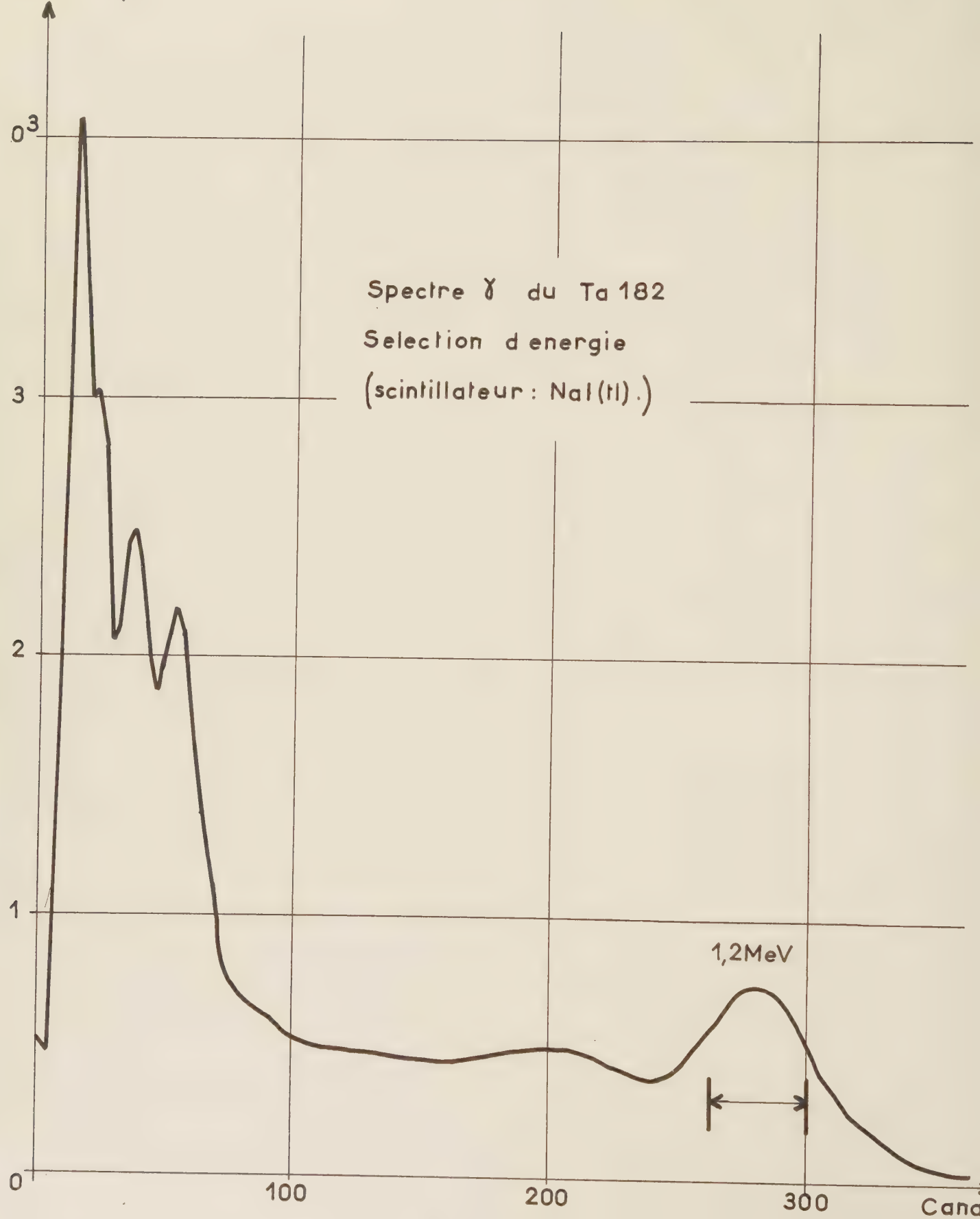


Figure 36.

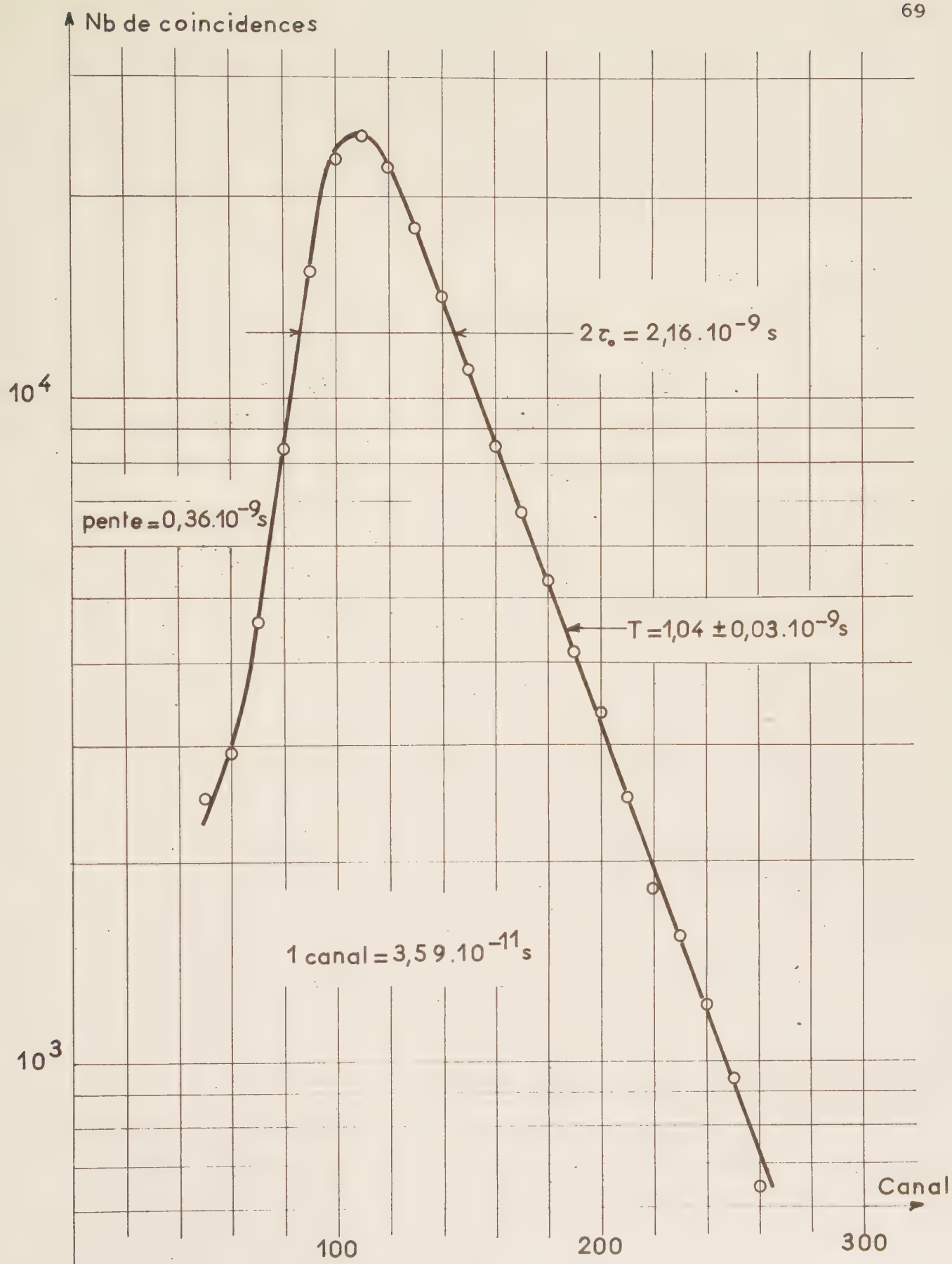
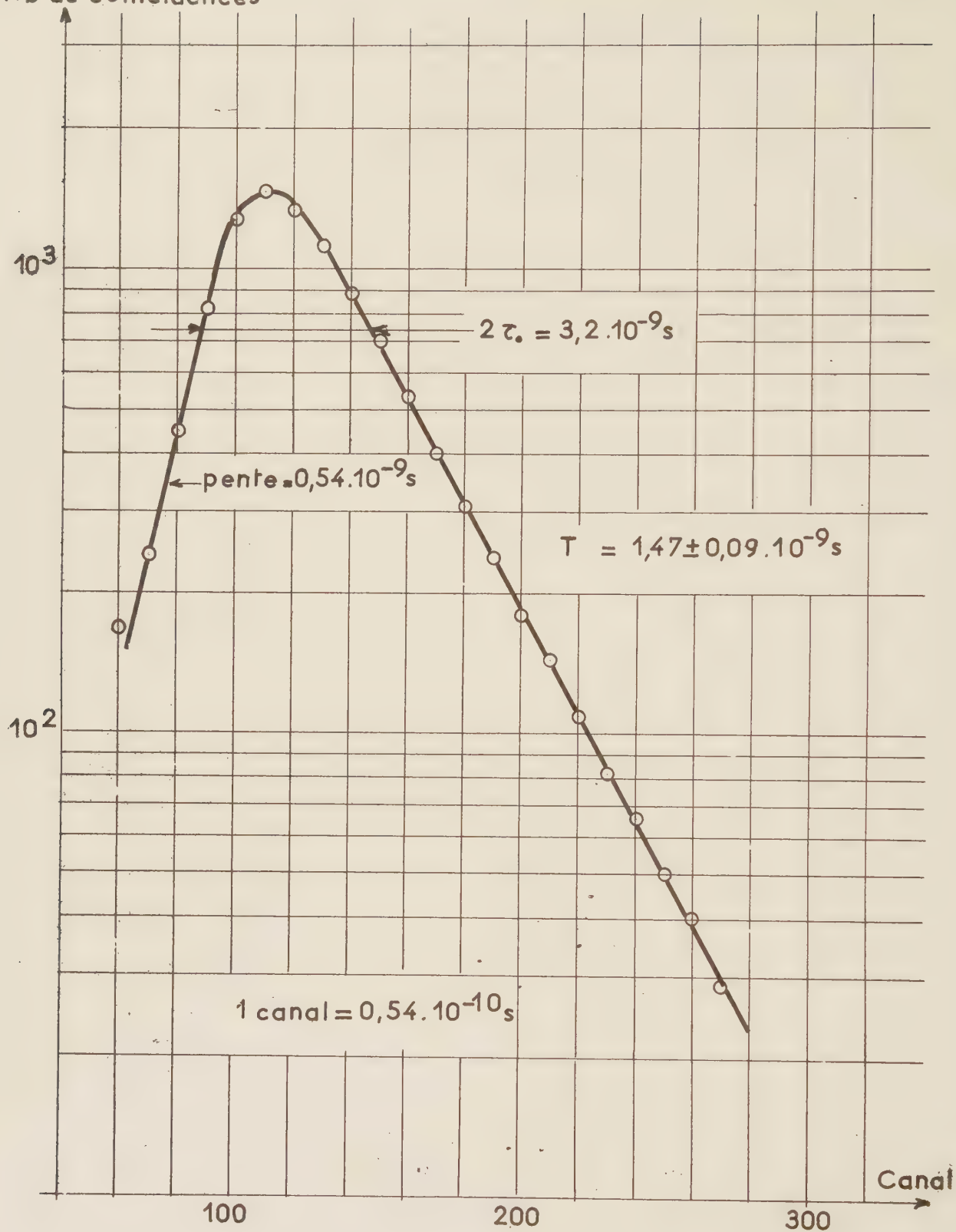


Figure 37. Période du niveau excité à 1290 keV du W 182

Nb de coïncidences

Figure 38. Période du niveau excité à 100 keV du ^{182}W .

Nous donnons ci-dessous les diverses valeurs obtenues pour les périodes de ces deux niveaux du Tungstène 182.

Niveau à 1290 KeV

Sunyar (28)	1954	1,02	$\pm$ 0,07	coïncidences retardées
Manquenouille (19)	1961	1,03	$\pm$ 0,03	C.T.A.
Bashandy (29)	1963	1,04	$\pm$ 0,03	

Niveau à 100 KeV

Sunyar (28)	1954	1,27	$\pm$ 0,10	coïncidences
Birk-Blaugrund (30)	1962	1,47	$\pm$ 0,06	excitation coulombienne (faisceau pulsé)
Bashandy (29)	1963	1,55	$\pm$ 0,11	coïncidence spectro. magnétique

V - PERIODE DU NIVEAU EXCITE A 570 KeV DU PLOMB 207

Pour l'étude du niveau excité à 570 KeV du Plomb 207 nous disposons de Bismuth 207 provenant du Centre Radiochimique de Amersham qui, par capture électronique donne les différents niveaux du Plomb 207.

Les transitions jusqu'au niveau à 1634 KeV sont les plus nombreuses (87%). A son tour ce niveau se désexcite par émission d'un rayonnement gamma de 1060 KeV qui donne le niveau étudié à 570 KeV.

Le schéma de décroissance établi par Alburger et Sunyar (31) est donné figure 39.

Nous avons étudié les coïncidences entre les gamma de 570 KeV et les gamma de 1060 KeV. (figures 40 et 41). Nous avons utilisé des scintillateurs plastiques NE 102 A associés à des photomultiplicateurs 56 AVP puis à des XP 1020. Dans tous les cas nos mesures nous ont donné pour la vie moyenne la valeur de $2,08 \cdot 10^{-10}$ avec une précision meilleure que 10 %. (figure 42).

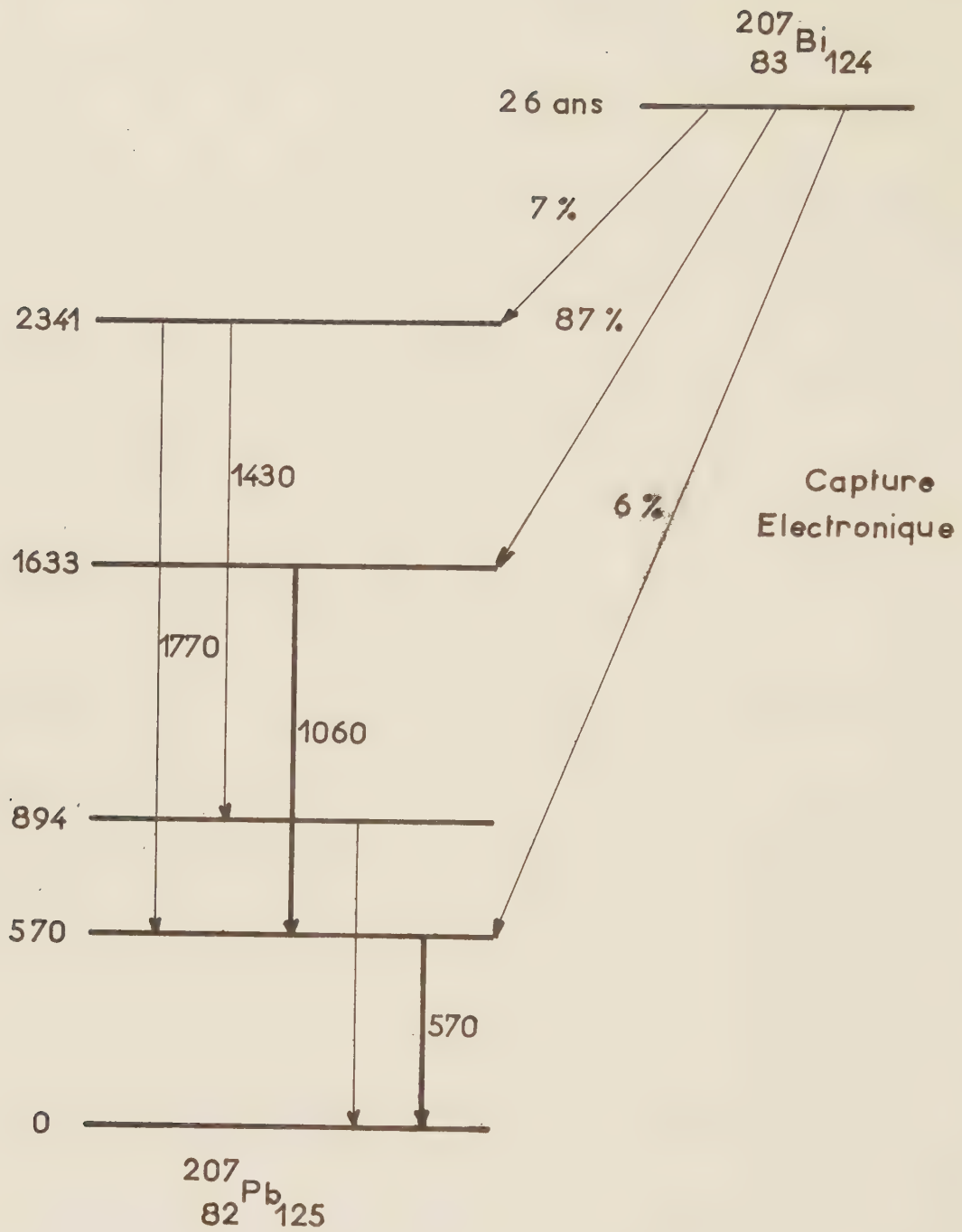


Figure 39. Schéma de désintégration du Bi 207.

Figure 40

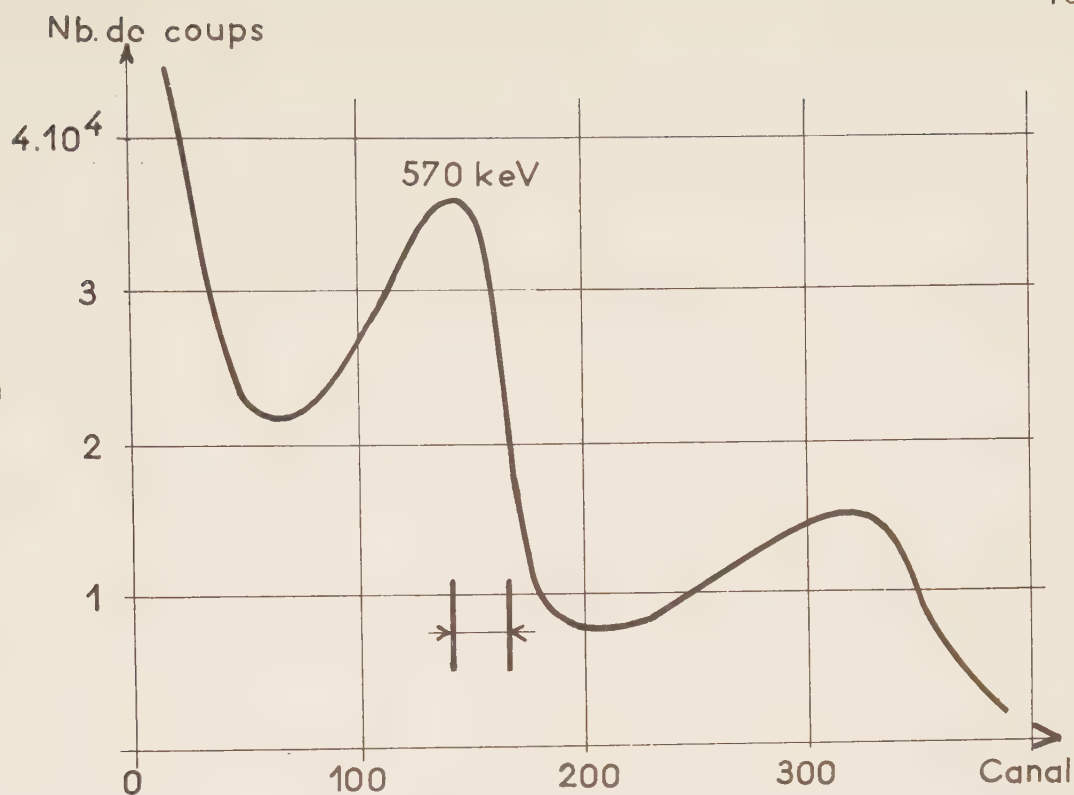
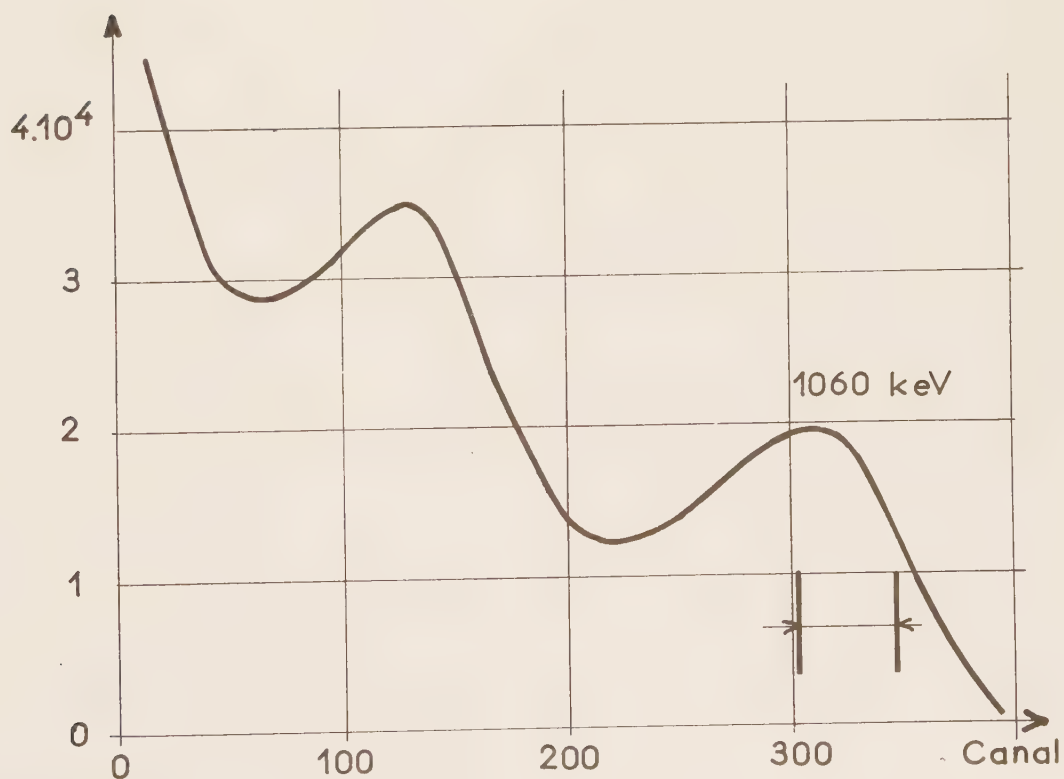


Figure 41



Bi 207: Spectres γ et sélections d'énergies effectuées
 Scintillateurs plastiques NE 102 A

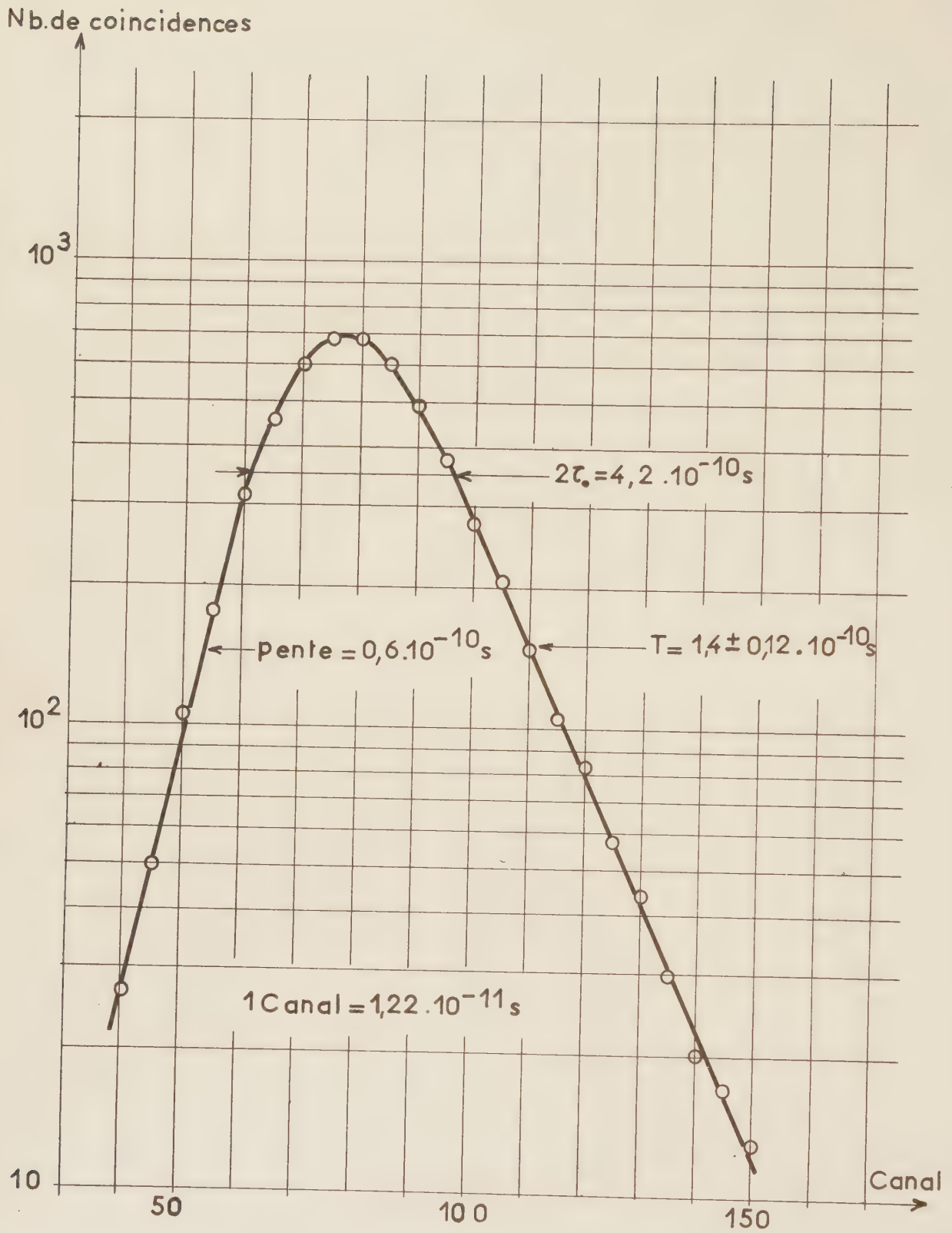
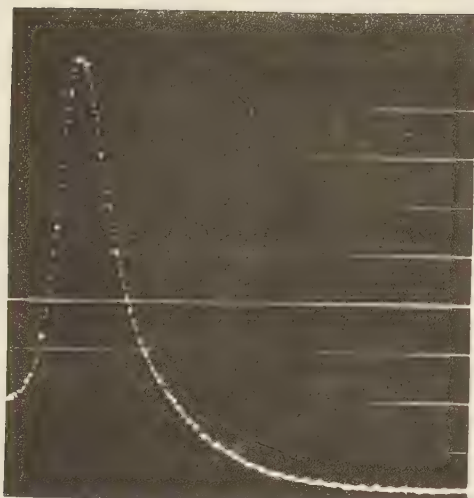


Figure 42. Période du niveau excité à 570 keV du Pb 207.

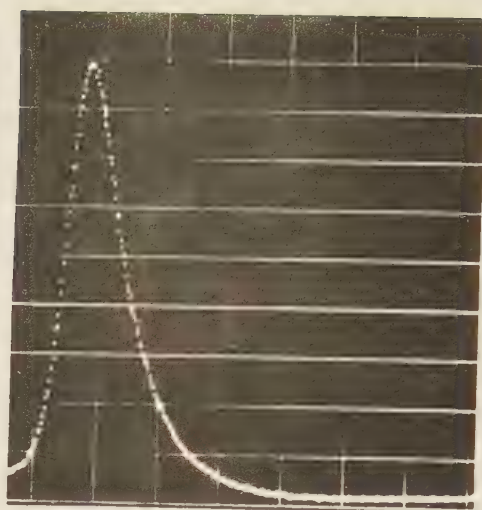
La valeur de la période $T = 1,4 \pm 0,12$ obtenue s'écarte donc sensiblement des quelques résultats que nous possédons sur ce niveau.

Nous donnons ces résultats ci-dessous :

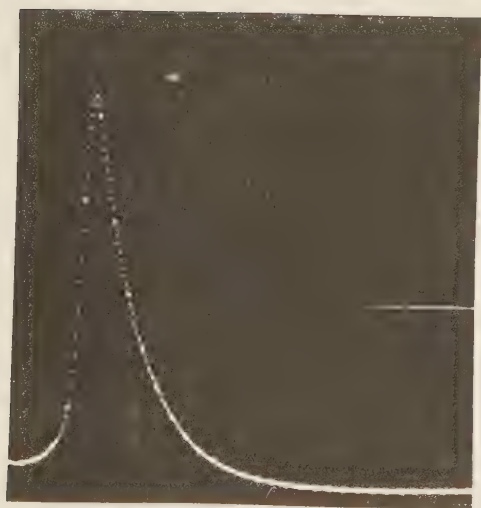
Stelson Gowan (32)	1955	$1 \cdot 10^{-10}$	excitation coulombienne
Sunyar (33)	1957	$7,65 \pm 1,04 \cdot 10^{-11}$	C.T.A.
Gerholm (34)	1957	$9 \pm 3 \cdot 10^{-11}$	
Manquenouille (19)	1961	$1,1 \pm 0,1 \cdot 10^{-10}$	C.T.A. pente



Yb 170, niveau à 84 KeV



Os 186, niveau à 137 KeV



W 182, niveau à 1290 KeV



Pb 207, niveau à 570 KeV

Courbes de coïncidence observées lors des mesures.

CONCLUSION

Après avoir rappelé un certain nombre de méthodes utilisées dans la mesure de durée de vie courtes, nous avons décrit un appareillage qui nous a permis d'obtenir des temps de résolution de l'ordre de $3 \cdot 10^{-10}$ s.

Nous avons effectué à l'aide de ce dispositif expérimental la mesure des périodes des niveaux excités suivants :

Yb 170 niveau excité à 84 KeV $T = (1,56 \pm 0,05) \cdot 10^{-9}$ s.

Os 186 niveau excité à 137 KeV $T = (0,845 \pm 0,02) \cdot 10^{-9}$ s.

Tl 203 niveau excité à 279 KeV $T = (0,283 \pm 0,007) \cdot 10^{-9}$ s.

W 182 niveau excité à 1200 KeV $T = (1,04 \pm 0,03) \cdot 10^{-9}$ s.

niveau excité à 100 KeV $T = (1,47 \pm 0,09) \cdot 10^{-9}$ s.

Pb 207 niveau excité à 570 KeV $T = (1,4 \pm 0,12) \cdot 10^{-9}$ s.

Nous pensons pouvoir améliorer le temps de résolution de l'appareillage en utilisant des photomultiplicateurs XP 1020 et des scintillateurs plus rapides et plus petits et mesurer ainsi des périodes de l'ordre de $1 \cdot 10^{-10}$ avec une précision plus grande.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 J.M. BLATT, V.F. WEISSKOPF
Theoretical Nuclear Physics (1952) chapitre XII
- 2 R.E. BELL, R.L. GRAHAM, H.E. PETCH
Can.Jour.Phys., 30, (1952) 35
- 3 H.BECKHUIS, H. de WAARD
Physica, 24, (1958) 767
- 4 A.E. BLAUGRUND
Thèse (1960) Nuclear Physics department
Weizmann Institute of Sciences. Rehovoth - Israël -
- 5 B. JOHANSSON, T. ALVÄGER
Arkiv för Fys., 17, n° 16, (1960) 163
- 6 J. THIRION, V.L. TELEGDI
Phys.Rev., 92, (1953) 1253
- 7 S. DEVONS, G.MANNING, D. St.P.BUNBURY
Proc.Phys.Soc., A 68, (1955) 18
- 8 K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B.MOTTIELSON,
A. WINTHER
Rev.Mod.Phys., 28, n° 4 (1956)
- 9 E. BASHANDY
Nucl.Instr.Meth., 12, (1961) 227
- 10 R.F. POST, L.I. SCHIFF
Phys.Rev., 80, (1950) 1113
- 11 E. GATTI, V. SVELTO
Nucl.Instr.Meth., 4, (1959) 189
- 12 Z. BAY
Phys.Rev., 77, (1950) 419
- 13 R.S. WEAVER, R.E. BELL
Nucl.Instr.Meth., 9, (1960) 149
- 14 T.D. NEWTON
Phys.Rev., 78, (1950) 490

- 15 J.LINDSKOG, T. SUNDSTRÖM
Arkiv för Fys., 24, n° 16, (1963) 199
- 16 P. CZIFFRA, M. MORAVCSIK
A practical guide to the least Squares Method, UCRL (1959)
- 17 J.J.SAMUELI, J.PIGNERET, A. SARAZIN
A paraître Nucl.Instr.Meth., (1964)
- 18 R.L. GRAHAM, J.L. WOLFSON, R.E. BELL
Can.Jour.Phys., 30, (1952) 459
- 19 R. MANQUENOUILLE
Thèse (1961) - Faculté des Sciences de Strasbourg
- 20 D.B. FOSSAN, B. HERSKIND
Nucl.Phys., 40, (1963) 24
- 21 F.T.PORTER, M.S.FREEDMAN, T.B.NOVEY, F.WAGNER
Phys.Rev., 103, (1956) 921
- 22 E.E. BERLOVITCH
JETP (Soviet Physics), 6, (1958) 1176
- 23 F.E.DURHAM, D.H.RESTER, C.M.CLASS
Bull.An.Phys.Soc., 4, (1959) 98
- 24 E. BASHANDY, M.S. EL NESR
Nucl.Phys., 34, (1962) 483
- 25 H. SLATIS, K. SIEGBAHN
Arkiv Mat.Astron.Fysik, 36 A, n° 21, (1949)
- 26 A. SCHWARZSCHILD
Nucl.Instr.Meth., 21, (1963) 1
- 27 J.J.MURRAY, F.BOEHM, P.MARMIER, J.W.M. DUMOND
Phys.Rev., 97, (1955) 1007
- 28 A.W. SUNYAR
Phys.Rev., 93, (1954) 1122
- 29 E. BASHANDY, M.S.EL NESR, S.C. PANCHOLI
Nucl.Phys., 41, (1963) 346
- 30 M.BIRK, A.E.BLAUGRUND, G.GOLDRING, E.Z.SKURNIK,
J.S. SOKOLOWSKI
Phys.Rev., 126, (1962) 726
- 31 D.E. ALBURGER, A.W. SUNYAR
Phys.Rev., 99, (1955) 695

- 32 P.H. STELSON, F.K. Mc GOWAN
Phys.Rev., 99, (1955) 112
- 33 A.W. SUNYAR
B.A.P.S., 2 , (1957) n0 1, 37
- 34 T.R. GERHOLM
Arkiv för Fysik, 10, (1957) 523

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	1
<u>CHAPITRE I - Les probabilités de transition gamma et les dif-</u> <u>férentes méthodes de mesure de vies moyennes</u>	
I - Probabilités de transition gamma	3
II - Méthodes de mesure	4
1°) La méthode des coïncidences retardées	4
2°) Méthode par accélération	5
3°) Méthode par déflexion	7
4°) Méthode de recul	8
5°) Résonance nucléaire de diffusion et d'absorption	10
6°) Excitation coulombienne	11
<u>CHAPITRE II - Exploitation des résultats expérimentaux</u>	
I - Résolution de l'appareillage	13
II - Calcul de la vie moyenne de l'état excité	15
Méthode utilisant les moments des courbes	16
Méthode de la pente	18
Méthode de la surface	20
Avantages et inconvénients des diverses méthodes	21

CHAPITRE III - Mesure de la vie moyenne par la méthode de la pente des courbes retardées

Précision du calcul	27
Erreur totale sur la durée de vie	29

CHAPITRE IV - Dispositif expérimental et tests préliminaires

I - Appareillage	31
1°) Détection	31
2°) Conversion temps-amplitude	37
3°) Circuits annexes	41
II - Performances ..	43
III - Etalonnage en temps	45

CHAPITRE V -

I - Période du niveau excité à 84 KeV de Yb 170	53
II - Période du premier niveau excité de Os 186	57
III - Période du niveau excité à 279 KeV du Tl 203	61
IV - Niveaux excités à 100 KeV et 1290 KeV du W 182 ...	64
V - Période du niveau excité à 570 KeV du Pb 207	71

CONCLUSION	77
------------------	----

BIBLIOGRAPHIE

Vu :
Les Membres du Jury

A. SARAZIN
J.J. SAMUELI
L. FEUVRAIS

Vu et Approuvé :
Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. BRACONNIER

Vu et accordé le permis d'imprimer

Lyon, le 24 Juin 1964

Le Recteur
Président du Conseil de l'Université

P. LOUIS

